



Universidad Autónoma de Madrid

Departamento de Física Teórica

Efectos de los cúmulos ionizantes de baja masa en el espectro de regiones H II y galaxias

Marcos Villaverde Aparicio

Departamento de Astronomía Extragaláctica

Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC)

Universidad Autónoma de Madrid

TESIS DOCTORAL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID

Efectos de los cúmulos ionizantes de baja masa en el espectro de regiones H II y galaxias

por

Marcos Villaverde Aparicio

Memoria presentada para optar al grado de

Doctor en Ciencias Físicas

en el

Departamento de Física Teórica

Facultad de Ciencias

Dirigida por:

Miguel Cerviño Saavedra (IAA-CSIC)

Valentina Luridiana (IAC, Universidad de La Laguna)

18 de noviembre de 2011

Para Charo y Estrella, los dos soles alrededor de los que gira mi mundo.

The Road goes ever on and on
Down from the door where it began.
Now far ahead the Road has gone,
And I must follow, if I can,
Pursuing it with eager feet,
Until it joins some larger way
Where many paths and errands meet.
And whither then? I cannot say

J.R.R. Tolkien (1892-1973),

The Fellowship of the Ring (1954).

Agradecimientos

Tras los años que ha durado este periodo de mi vida termino acumulando buenas y malas experiencias y sobre todo muchas deudas de gratitud, tantas que no recuerdo. Así que espero que me sepan perdonar aquellos a los que por olvido no mencione en estos agradecimientos.

A Miguel y Valentina quiero agradecer todo el tiempo, esfuerzo y paciencia que me han dedicado. En todo este tiempo no solo se han preocupado por mí como estudiante, primando mi formación, sino también como persona, animándome y ayudándome en los momentos difíciles.

A Carlos Eiroa, que fue el primero que me enseñó astrofísica, le doy las gracias por abrirme las puertas a la investigación y por la ayuda que me ha brindado a lo largo de mi tesis.

A todos los que han sido mis compañeros de despacho he de agradecerles todas las manos que me han echado, los buenos ratos que hemos pasado y haber soportado lo vocinglero que soy. En especial quiero dar las gracias a Mar, Diego y Paco por los ánimos y los consejos que me han dado cuando me veían mal.

A Victor, Antonio, Pablo, Juande y en general a la gente del IAA les agradezco que hayan estado ahí cuando les busqué, ya fuera para un café, una duda, unas risas o una conversación.

A mis padres y mi hermana a quienes les debo tanto que si empiezo a decirlo no termino. Su cariño y apoyo han sido tan fuertes que si yo no me hubiera atrevido con esta aventura me habrían empujado a ella.

Y sobre todo a Charo y Estrella que me han enseñado lo que es realmente importante, que han soportado lo peor de mí y que con su amor, su presencia, sus caricias y sus palabras me han ayudado en definitiva a no hundirme ni perderme. Sin ellas sé que no hubiera terminado.

¡Mil gracias!

Índice general

Agradecimientos	VI
Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XV
Acrónimos	XVII
Constantes físicas	XIX
Símbolos	XXI
1. Introducción	1
2. Regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa	9
2.1. Introducción	9
2.2. Metodología	11
2.2.1. Escenario de número de estrellas fijo ($N^{\text{cl}} = 1$)	13
2.2.2. Escenario de masa total fija ($M_{\text{cl}} = 100 M_{\odot}$)	15
2.2.3. Escenario de número de fotones ionizantes fijo ($\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}=49.87$)	17
2.2.4. Código de fotoionización y estrategia de simulación	19
2.3. Resultados	20
2.3.1. Espectros resultantes	21
2.3.1.1. Número de estrellas fijo	22
2.3.1.2. Masa total de cúmulo fija	27
2.3.1.3. $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ fija	28
2.3.2. Diagramas de diagnóstico y comparación con mallas de modelos	28
2.4. Conclusiones	36
3. Efectos de muestreo en continuos ionizantes	39
3.1. Introducción	39
3.2. Metodología	41
3.2.1. Calibración de las escalas de $Q(\text{H}^0)^*$, $Q(\text{He}^0)^*$ y T_{eff}	42
3.3. Resultados de las simulaciones Monte Carlo	45
3.3.1. Distribución de M_{cl} vs. N^{cl}	45
3.3.2. Distribución de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ vs. N^{cl}	45

3.3.3. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ vs. N^{cl}	47
3.3.4. Distribución de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ vs. M_{cl}	48
3.3.5. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ vs. M_{cl}	52
3.3.6. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ vs. $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	60
3.4. Conclusiones	62
4. Relación entre la masa del cúmulo y su espectro de líneas de emisión	65
4.1. Introducción	65
4.2. Metodología	67
4.3. Cálculo de las relaciones de escala y análisis de las pendientes resultantes	73
4.3.1. Relaciones de escala para el continuo	75
4.3.2. Relaciones de escala para líneas de recombinación	77
4.3.4. Descarte de las regresiones completas y validación de las de alta masa	81
4.4. Análisis de las relaciones de escala	82
4.4.1. Clasificación por pendientes	82
4.5. Resultados	88
4.5.1. Anchuras equivalentes	88
4.5.1.1. Anchura equivalente de $\text{H}\beta$	89
4.5.1.2. Anchuras equivalentes de líneas colisionales	91
4.5.2. $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ y extinción	93
4.5.3. Diagramas de diagnóstico	96
4.5.4. El parámetro η , R_{23} y S_{23}	99
4.6. Discusión	105
4.7. Conclusiones	114
5. Conclusiones	117
5.1. Trabajo futuro	118
 A. Regresiones completas	 121
B. Regresiones de alta masa	161
C. Anchuras equivalentes	201
 Bibliografía	 241

Índice de figuras

1.1. Zonas de formación estelar.	2
2.1. Continuos ionizantes del escenario de N^{cl} fija.	15
2.2. Continuos ionizantes del escenario de M_{cl} fija.	17
2.3. Continuos ionizantes del escenario de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ fija.	18
2.4. Comparación entre los espectros de líneas de emisión.	21
2.5. [O III] 5007/H β frente a M_{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	23
2.6. [O II] 3727/H β frente a M_{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	24
2.7. [N II] 6584/H β frente a M_{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	24
2.8. [O III] 5007/H β frente a N^{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	25
2.9. [O II] 3727/H β frente a N^{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	26
2.10. [N II] 6584/H β frente a N^{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	26
2.11. [O III] 5007/H β y [O II] 3727/H β frente a N^{cl} y M_{cl}	29
2.12. [N II] 6584/H β frente a N^{cl} y M_{cl}	30
2.13. Diagrama de diagnóstico [O III] 5007/H β vs. [N II] 6584/H α	31
2.14. Diagramas de diagnóstico [O III] 5007/H β vs. [N II] 6584/H α	32
2.15. Diagramas de diagnóstico [O III] 5007/[O II] 3726, 3729 frente a [N II] 6584/[O II] 3726, 3729.	34
2.16. Diagramas de diagnóstico [O III] 5007/[N II] 6584 frente a [N II] 6584/[O II] 3726, 3729	35
2.17. Diagramas de diagnóstico [O III] 5007/H β frente a [N II] 6584/[O II] 3726, 3729.	36
3.1. Relación entre m^* y $T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$	44
3.2. Relación entre $Q(\text{He}^0)/Q(\text{H}^0)$ y $T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$	44
3.3. Distribución de M_{cl} y N^{cl}	46
3.4. Distribución de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ y N^{cl}	47
3.5. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ y N^{cl}	48
3.6. Distribución de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ y M_{cl}	49
3.7. Distribución de $\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ para $M_{\text{cl}} \approx 100 M_{\odot}$	50
3.8. Distribución de $\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ para $M_{\text{cl}} \approx 10^3 M_{\odot}$	51
3.9. Distribución de $\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ para $M_{\text{cl}} \approx 5 \times 10^5 M_{\odot}$	51
3.10. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ y M_{cl} para M_{cl} baja.	52
3.11. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ y M_{cl} para M_{cl} altas.	53
3.12. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para $M_{\text{cl}} \approx 100 M_{\odot}$	55
3.13. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para $M_{\text{cl}} \approx 10^3 M_{\odot}$	56
3.14. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para $M_{\text{cl}} \approx 5 \times 10^5 M_{\odot}$	57
3.15. Frecuencia relativa de generación de regiones H II.	58

3.16. Distribución de $Q(H^0)^{cl}$ y T_{eff}^{cl} .	59
4.1. Regresiones de alta masa para el continuo de $H\beta$.	77
4.2. Resultados de regresiones completas y de alta masa para $H\beta$.	78
4.3. Regresiones de alta masa para $H\beta$.	79
4.4. Resultados de las regresiones de alta masa para He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$ y He I $\lambda 5876 \text{ \AA}$.	79
4.5. Regresiones completas y de alta masa para [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$.	80
4.6. Regresiones de alta masa para [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$.	80
4.7. Pendientes calculadas para varias líneas colisionales.	81
4.8. Regresiones completas y de alta masa para [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$.	83
4.9. Regresiones completas y de alta masa para [N II] $\lambda 6584 \text{ \AA}$.	84
4.10. Resultados de las regresiones de alta masa para [S II] $\lambda 6716 \text{ \AA}$ y [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$.	87
4.11. Resultados de las regresiones de alta masa para [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$ y [N II] $\lambda 6584 \text{ \AA}$.	87
4.12. $EW(H\beta)$ frente a edad.	90
4.13. $L(H\beta)/Q(H^0)$ frente a edad.	91
4.14. $EW([O II] \lambda 3727)$ frente a edad.	92
4.15. $EW([O III] \lambda 5007)$ frente a edad.	94
4.16. $EW([S II] \lambda 6716)$ frente a edad.	94
4.17. $H\alpha/H\beta$ frente a la edad.	95
4.18. Diagrama de diagnóstico de [O III] $5007/H\beta$ frente a [N II] $6584/H\alpha$.	97
4.19. Diagrama de diagnóstico de [O III] $5007/H\beta$ frente a [S II] $6716,6731/H\alpha$.	99
4.20. η'	101
4.21. R_{23}	103
4.22. S_{23}	104
4.23. [O II] $3727/[N II] 6584$ frente a la edad.	106
4.24. Anchuras equivalentes de [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$ y [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$.	107
4.25. Contribución de cúmulos con masas menores de $10^4 M_\odot$ a la luminosidad total.	109
4.26. [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ y [N II] $\lambda 6584 \text{ \AA}$ frente a $H\beta$ para los modelos de Stasińska et al. (2001).	112
4.27. [O II] $3727 \lambda 3727 \text{ \AA}$ frente a $H\beta$ para los modelos de Stasińska et al. (2001).	113
A.1. Resultados de regresiones completas para [O II] $\lambda 3726 \text{ \AA}$.	122
A.2. Resultados de regresiones completas para [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$.	123
A.3. Resultados de regresiones completas para [O II] $\lambda 3729 \text{ \AA}$.	124
A.4. Resultados de regresiones completas para [Ne III] $\lambda 3869 \text{ \AA}$.	125
A.5. Resultados de regresiones completas para [Ne III] $\lambda 3968 \text{ \AA}$.	126
A.6. Resultados de regresiones completas para [S II] $\lambda 4070 \text{ \AA}$.	127
A.7. Resultados de regresiones completas para [S II] $\lambda 4078 \text{ \AA}$.	128
A.8. Resultados de regresiones completas para [O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$.	129
A.9. Resultados de regresiones completas para He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$.	130
A.10. Resultados de regresiones completas para $H\beta$.	131
A.11. Resultados de regresiones completas para [O III] $\lambda 4959 \text{ \AA}$.	132
A.12. Resultados de regresiones completas para [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$.	133
A.13. Resultados de regresiones completas para He I $\lambda 5876 \text{ \AA}$.	134

A.14.Resultados de regresiones completas para [O I] λ 6300 Å.	135
A.15.Resultados de regresiones completas para [S III] λ 6312 Å.	136
A.16.Resultados de regresiones completas para [N II] λ 6548 Å.	137
A.17.Resultados de regresiones completas para H α	138
A.18.Resultados de regresiones completas para [N II] λ 6584 Å.	139
A.19.Resultados de regresiones completas para [S II] λ 6716 Å.	140
A.20.Resultados de regresiones completas para [S II] λ 6720 Å.	141
A.21.Resultados de regresiones completas para [S II] λ 6731 Å.	142
A.22.Resultados de regresiones completas para [Ar III] λ 7135 Å.	143
A.23.Resultados de regresiones completas para [O II] λ 7323 Å.	144
A.24.Resultados de regresiones completas para [O II] λ 7332 Å.	145
A.25.Resultados de regresiones completas para [S III] λ 9069 Å.	146
A.26.Resultados de regresiones completas para [S III] λ 9532 Å.	147
A.27.Resultados de regresiones completas para [Ar II] λ 7 μ	148
A.28.Resultados de regresiones completas para [Ar III] λ 9 μ	149
A.29.Resultados de regresiones completas para [S IV] λ 10 μ	150
A.30.Resultados de regresiones completas para [Ne II] λ 12 μ	151
A.31.Resultados de regresiones completas para [Ne III] λ 15 μ	152
A.32.Resultados de regresiones completas para [S III] λ 18 μ	153
A.33.Resultados de regresiones completas para [S III] λ 33 μ	154
A.34.Resultados de regresiones completas para [Ne III] λ 36 μ	155
A.35.Resultados de regresiones completas para [O III] λ 51 μ	156
A.36.Resultados de regresiones completas para [N III] λ 57 μ	157
A.37.Resultados de regresiones completas para [O III] λ 88 μ	158
A.38.Resultados de regresiones completas para [N II] λ 121 μ	159
B.1. Resultados de regresiones de alta masa para [O II] λ 3726 Å.	162
B.2. Resultados de regresiones de alta masa para [O II] λ 3727 Å.	163
B.3. Resultados de regresiones de alta masa para [O II] λ 3729 Å.	164
B.4. Resultados de regresiones de alta masa para [Ne III] λ 3869 Å.	165
B.5. Resultados de regresiones de alta masa para [Ne III] λ 3968 Å.	166
B.6. Resultados de regresiones de alta masa para [S II] λ 4070 Å.	167
B.7. Resultados de regresiones de alta masa para [S II] λ 4078 Å.	168
B.8. Resultados de regresiones de alta masa para [O III] λ 4363 Å.	169
B.9. Resultados de regresiones de alta masa para He II λ 4686 Å.	170
B.10.Resultados de regresiones de alta masa para H β	171
B.11.Resultados de regresiones de alta masa para [O III] λ 4959 Å.	172
B.12.Resultados de regresiones de alta masa para [O III] λ 5007 Å.	173
B.13.Resultados de regresiones de alta masa para He I λ 5876 Å.	174
B.14.Resultados de regresiones de alta masa para [O I] λ 6300 Å.	175
B.15.Resultados de regresiones de alta masa para [S III] λ 6312 Å.	176
B.16.Resultados de regresiones de alta masa para [N II] λ 6548 Å.	177
B.17.Resultados de regresiones de alta masa para H α	178
B.18.Resultados de regresiones de alta masa para [N II] λ 6584 Å.	179
B.19.Resultados de regresiones de alta masa para [S II] λ 6716 Å.	180
B.20.Resultados de regresiones de alta masa para [S II] λ 6720 Å.	181
B.21.Resultados de regresiones de alta masa para [S II] λ 6731 Å.	182

B.22.Resultados de regresiones de alta masa para [Ar III] λ 7135 Å.	183
B.23.Resultados de regresiones de alta masa para [O II] λ 7323 Å.	184
B.24.Resultados de regresiones de alta masa para [O II] λ 7332 Å.	185
B.25.Resultados de regresiones de alta masa para [S III] λ 9069 Å.	186
B.26.Resultados de regresiones de alta masa para [S III] λ 9532 Å.	187
B.27.Resultados de regresiones de alta masa para [Ar II] λ 7 μ	188
B.28.Resultados de regresiones de alta masa para [Ar III] λ 9 μ	189
B.29.Resultados de regresiones de alta masa para [S IV] λ 10 μ	190
B.30.Resultados de regresiones de alta masa para [Ne II] λ 12 μ	191
B.31.Resultados de regresiones de alta masa para [Ne III] λ 15 μ	192
B.32.Resultados de regresiones de alta masa para [S III] λ 18 μ	193
B.33.Resultados de regresiones de alta masa para [S III] λ 33 μ	194
B.34.Resultados de regresiones de alta masa para [Ne III] λ 36 μ	195
B.35.Resultados de regresiones de alta masa para [O III] λ 51 μ	196
B.36.Resultados de regresiones de alta masa para [N III] λ 57 μ	197
B.37.Resultados de regresiones de alta masa para [O III] λ 88 μ	198
B.38.Resultados de regresiones de alta masa para [N II] λ 121 μ	199
C.1. Anchuras equivalentes para [O II] λ 3726 Å.	202
C.2. Anchuras equivalentes para [O II] λ 3727 Å.	203
C.3. Anchuras equivalentes para [O II] λ 3729 Å.	204
C.4. Anchuras equivalentes para [Ne III] λ 3869 Å.	205
C.5. Anchuras equivalentes para [Ne III] λ 3968 Å.	206
C.6. Anchuras equivalentes para [S II] λ 4070 Å.	207
C.7. Anchuras equivalentes para [S II] λ 4078 Å.	208
C.8. Anchuras equivalentes para [O III] λ 4363 Å.	209
C.9. Anchuras equivalentes para He II λ 4686 Å.	210
C.10.Anchuras equivalentes para H β	211
C.11.Anchuras equivalentes para [O III] λ 4959 Å.	212
C.12.Anchuras equivalentes para [O III] λ 5007 Å.	213
C.13.Anchuras equivalentes para He I λ 5876 Å.	214
C.14.Anchuras equivalentes para [O I] λ 6300 Å.	215
C.15.Anchuras equivalentes para [S III] λ 6312 Å.	216
C.16.Anchuras equivalentes para [N II] λ 6548 Å.	217
C.17.Anchuras equivalentes para H α	218
C.18.Anchuras equivalentes para [N II] λ 6584 Å.	219
C.19.Anchuras equivalentes para [S II] λ 6716 Å.	220
C.20.Anchuras equivalentes para [S II] λ 6720 Å.	221
C.21.Anchuras equivalentes para [S II] λ 6731 Å.	222
C.22.Anchuras equivalentes para [Ar III] λ 7135 Å.	223
C.23.Anchuras equivalentes para [O II] λ 7323 Å.	224
C.24.Anchuras equivalentes para [O II] λ 7332 Å.	225
C.25.Anchuras equivalentes para [S III] λ 9069 Å.	226
C.26.Anchuras equivalentes para [S III] λ 9532 Å.	227
C.27.Anchuras equivalentes para [Ar II] λ 7 μ	228
C.28.Anchuras equivalentes para [Ar III] λ 9 μ	229
C.29.Anchuras equivalentes para [S IV] λ 10 μ	230

C.30. Anchuras equivalentes para [Ne II] λ 12 μ .	231
C.31. Anchuras equivalentes para [Ne III] λ 15 μ .	232
C.32. Anchuras equivalentes para [S III] λ 18 μ .	233
C.33. Anchuras equivalentes para [S III] λ 33 μ .	234
C.34. Anchuras equivalentes para [Ne III] λ 36 μ .	235
C.35. Anchuras equivalentes para [O III] λ 51 μ .	236
C.36. Anchuras equivalentes para [N III] λ 57 μ .	237
C.37. Anchuras equivalentes para [O III] λ 88 μ .	238
C.38. Anchuras equivalentes para [N II] λ 121 μ .	239

Índice de tablas

2.1. Características de las simulaciones realizadas.	12
2.2. Intensidades de las líneas de emisión más relevantes.	22
4.1. Abundancias solares usadas en este trabajo.	69
4.2. Valores de O /H en las trazas evolutivas, en Stasińska et al. (2001) y en este trabajo.	71
4.3. Lista de líneas de emisión estudiadas.	76
4.4. Clasificación de líneas por pendientes.	85

Acrónimos

EW	(<i>Equivalent Width</i>) Anchura equivalente de línea.
ICMF	(<i>Initial Cluster Mass Function</i>) Función inicial de masas de cúmulos.
IMF	(<i>Initial Mass Function</i>) Función inicial de masas estelares.
LLL	(<i>Lowest Luminosity Limit</i>) Límite de luminosidad mínima.
SED	(<i>Spectral Energy Distribution</i>) Distribución espectral de energía.
SFH	(<i>Star Formation History</i>) Historia de formación estelar.
SFR	(<i>Star Formation Rate</i>) Tasa de formación estelar.
SSP	(<i>Single Stellar Population</i>) Población estelar simple.

Constantes físicas

Constante de Boltzmann	k	$=$	$1.3806503 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Luminosidad solar	L_{\odot}	$=$	$3.839 \times 10^{26} \text{ W}$
		$=$	$3.839 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Masa solar	M_{\odot}	$=$	$1.98892 \times 10^{30} \text{ kg}$
Velocidad de la luz	c	$=$	$2.99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$

Símbolos

Símbolo	Significado	Unidades
EW	Anchura equivalente	\AA
EW_{SR}	Anchura equivalente calculada mediante relaciones de escala	\AA
m	Masa estelar	M_{\odot}
m_{inf}	Límite inferior de masa de la IMF	M_{\odot}
m_{sup}	Límite superior de masa de la IMF	M_{\odot}
m_{max}	Masa de la estrella más masiva del cúmulo	M_{\odot}
M_{cl}	Masa de cúmulo	M_{\odot}
$M_{\text{cl,inf}}$	Límite inferior de la ICMF	M_{\odot}
$M_{\text{cl,sup}}$	Límite superior de la ICMF	M_{\odot}
N^{cl}	Número de estrellas en el cúmulo	
$Q(\text{H}^0)$	Tasa de fotones ionizantes	fot s^{-1}
$Q(\text{H}^0)^*$	Tasa de fotones ionizantes estelar	fot s^{-1}
$Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$	Tasa de fotones ionizantes de cúmulo	fot s^{-1}
$Q(\text{He}^0)$	Tasa de fotones ionizantes del helio	fot s^{-1}
$Q(\text{He}^0)^*$	Tasa de fotones ionizantes del helio estelar	fot s^{-1}
$Q(\text{He}^0)^{\text{cl}}$	Tasa de fotones ionizantes del helio de cúmulo	fot s^{-1}
R	Parámetro R de Dopita et al. (2006a)	$\text{cm}^{-3} \text{ K}$
R_{23}	Cociente R_{23} de Pagel et al. (1979)	
S_{23}	Cociente S_{23} de Vílchez & Esteban (1996)	
R_{in}	Radio interno de la nube ionizada	pc
T_{e}	Temperatura electrónica	K
T_{eff}	Temperatura efectiva	K
T_{eff}^*	Temperatura efectiva estelar	K
$T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$	Temperatura efectiva de cúmulo	K

$T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$	Temperatura efectiva estelar de referencia	K
η	Parámetro η definido por Vílchez & Pagel (1988)	
η'	Cociente η' definido por Vílchez & Pagel (1988)	

Capítulo 1

Introducción

Denominamos zonas de formación estelar a aquellas galaxias o partes de una galaxia, independientemente del tamaño que tengan, en las que en la actualidad están naciendo estrellas o han nacido estrellas recientemente. Si las poblaciones jóvenes que albergan contienen estrellas de tipos espectrales O y B, su radiación puede fotoionizar nubes de gas cercanas generando así regiones H II. Gracias a la emisión de estas regiones H II podemos identificar zonas de formación estelar con estrellas masivas. Esta clasificación englobaría desde regiones H II individuales a galaxias espirales en cuyos brazos se acumulan regiones H II, incluyendo galaxias H II ([Sargent & Searle 1970](#)), galaxias compactas azules ([Arp & O'connell 1975](#)), las galaxias compactas denominadas Green Peas ([Cardamone et al. 2009](#)), galaxias Wolf-Rayet ([Conti 1999](#); [Schaerer et al. 1999](#)) o supercúmulos estelares ([Ho 1997](#)).

En la Fig. 1.1 se muestran algunos ejemplos de esta clase de objetos. El interés de estos objetos radica en que constituyen laboratorios en los que estudiar cómo se forman las poblaciones estelares y cómo ese proceso influye en la evolución galáctica.

Una forma de estudiar estos objetos es mediante su espectro de líneas de emisión. Dichas líneas de emisión se producen por la desexcitación radiativa de los electrones de los átomos en las regiones H II. Dichas líneas pueden ser usadas para obtener información sobre los procesos que las han generado y el entorno en el que han sido emitidas.

Para obtener dicha información se utilizan diversos indicadores que frecuentemente consisten en cocientes de intensidades de líneas de emisión o del continuo (ver trabajos de [Ferland 2003](#); [Stasińska 2004, 2009](#), para resúmenes sobre este asunto). Ejemplos de



FIGURA 1.1: Ejemplos de zonas de formación estelar. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: region H II M43 (1), supercúmulos en galaxia NGC 1569 ESA (2), galaxia espiral M51 (3), galaxia BCG IZw18 (4).Creditos: (1) NASA,ESA, M. Robberto (Space Telescope Science Institute/ESA) y Hubble Space Telescope Orion Treasury Project Team; (2) ESA, NASA y P. Anders (Göttingen University Galaxy Evolution Group, Alemania); (3) NASA, ESA, S. Beckwith (STScI) y Hubble Heritage Team (STScI/AURA); (4) NASA, ESA, Y. Izotov (Main Astronomical Observatory, Kyiv, UA) y T. Thuan (University of Virginia).

estos indicadores son la anchura equivalente de la línea $H\beta$ ($EW(H\beta)$) para estimaciones de edad (Copetti et al. 1986), el parámetro de suavidad de radiación η' (Vílchez & Pagel 1988) para estimaciones de temperaturas efectivas de cúmulo, o los parámetros R_{23} (Pagel et al. 1979), también denominado O_{23} , y S_{23} (Vílchez & Esteban 1996) como indicadores de abundancias.

Una manera funcional de hacer uso de los indicadores son los diagramas de diagnósticos, donde se representan frente a frente dos indicadores de propiedades físicas distintas. De esta forma la posición de un objeto en ese diagrama nos proporcionaría información sobre él de forma gráfica y rápida. Hay diagramas de diagnóstico cuyo uso está muy extendido, como es el caso de los diagramas de Baldwin et al. (1981) y Veilleux & Osterbrock (1987) usados para distinguir objetos excitados por distintos mecanismos (núcleos activos de galaxias o población estelar). También existen diagramas más específicos para el caso de excitación por poblaciones estelares, que es el caso que nos ocupa, como los de Dopita et al. (2006a), útiles para estimar edades y metalicidades.

Tanto si se usan independientemente o en diagramas de diagnóstico es imprescindible la calibración de los indicadores. Estas calibraciones pueden hacerse bien empíricamente, usando espectros reales, o teóricamente, usando modelos del espectro de líneas de emisión. En las calibraciones empíricas se utilizan objetos de referencia para los que el valor de la propiedad para la cual se quiere usar el estimador está bien establecido mediante métodos alternativos. En estos objetos de referencia la multitud de procesos y parámetros que influyen en el espectro están presentes. Sin embargo, al estar mezclados todos los efectos, resulta difícil estimar las propiedades de interés. Por otra parte los modelos teóricos, aunque están limitados por nuestro conocimiento de la física involucrada, nuestra capacidad para implementarla en los modelos y por el número limitado de parámetros que pueden tenerse en cuenta, permiten un control sobre los parámetros relevantes. Esto nos permiten evaluar la influencia de los distintos parámetros diferenciándola claramente de los efectos debidos a otras causas. Este control sobre los parámetros permite calcular mallas o secuencias de modelos con las que se puede abarcar un rango de los valores de los parámetros relevantes mayor que el que abarcan los objetos de referencia. La combinación de estas mallas con diagramas de diagnóstico es una herramienta muy útil para estimar propiedades y analizar grandes muestras. Algunos ejemplos de este tipo de mallas los podemos encontrar en los trabajos de Huchra (1977), Olofsson (1989), García Vargas & Díaz (1994), Stasińska & Izotov (2003) y Dopita et al. (2006a), entre otros.

Estas ventajas de los modelos teóricos los convierte en potentes herramientas para descifrar los espectros de líneas de emisión y poder así extraer información sobre la población estelar ionizante que los genera.

Para modelizar el espectro de líneas de emisión y la física de una zona de formación estelar se usan códigos de fotoionización, como por ejemplo Cloudy (Ferland et al. 1998) o MAPPINGS (Binette et al. 1985; Groves et al. 2004; Sutherland & Dopita 1993). En estos códigos están implementados los procesos físicos relevantes y se tienen en cuenta las características del gas y de la radiación ionizante. A la hora de usar estos códigos es necesario definir una estrategia de modelado que, dependiendo de la complejidad de la zona de formación estelar, puede seguir dos aproximaciones distintas. Una sería considerar que la zona de formación estelar se describe adecuadamente mediante una única región H II, por lo tanto bastaría con un único modelo de fotoionización para describir una galaxia. Ejemplos de este tipo de modelización los tenemos en los trabajos de Stasińska et al. (2001) y Charlot & Longhetti (2001). Esta descripción sería válida evidentemente en los casos extremos de que tengamos una única región H II o una region H II que domine sobre las otras. Tal es el caso de las galaxias compactas y los supercúmulos estelares. Pero en el caso más general, no hay una única región H II dominante, sino que tenemos un conjunto de regiones H II muy diversas. Esta situación es la que se da, por ejemplo, en las galaxias espirales. Dicha diversidad de regiones H II obedece a las distintas geometrías, abundancias y continuos ionizantes debidos a las diferentes características evolutivas y cantidades de estrellas que cada región H II contiene. En esta situación se puede considerar que tenemos múltiples regiones H II distintas entre sí, cuyas emisiones se suman para dar el espectro final. En este caso sería necesario realizar múltiples modelos de fotoionización y combinarlos posteriormente. Una aproximación de este tipo la tenemos en Dopita et al. (2006a). En contraposición a esto, en Jamet & Morisset (2008) se reproduce satisfactoriamente el espectro de un conjunto de regiones H II mediante una única región H II usando un parámetro de ionización combinación de los parametros de ionización de las regiones individuales. Más recientemente, Levesque et al. (2010) argumentan que las simulaciones de galaxias mediante conjuntos de regiones H II no conllevan una mejora notable con respecto a los modelos de región H II única. Ante esta controversia, cabe plantearse si efectivamente con una única region H II se puede reproducir el espectro y describir lá física de un conjunto de regiones H II.

Es bien sabido, y está en la base de su uso como indicadores, que hay líneas de emisión que son más sensibles a determinados procesos físicos y/o a la variación de unas u otras propiedades físicas ([Osterbrock & Ferland 2006](#)). Por ejemplo, sabemos que la línea del He I $\lambda 4686$ Å es más intensa en regiones H II que están excitadas por continuos muy duros, o que la línea de [O I] $\lambda 6300$ Å es más intensa en regiones H II con choques. Por lo tanto, cuando se considera el espectro global de un conjunto de regiones H II puede que distintas líneas estén influidas de maneras distintas por distintas regiones H II. Por tanto cabe preguntarse si todas las líneas de emisión nos hablan del mismo tipo de regiones H II. Otra forma de plantear la pregunta es: ¿al estudiar un espectro con diversos indicadores estamos mezclando información de distintas regiones H II en proporciones diferentes? En caso de que así fuera, las propiedades deducidas cada una de una línea distinta no se podrían asociar a priori a una única población común de regiones H II. Tampoco se podría asociar trivialmente a una población media de regiones H II pues no sabemos cómo contribuyen un tipo u otro de región H II a cada una de las distintas líneas (los pesos en las medias). El problema se puede agravar si se utilizan como indicadores cocientes de intensidades de línea, pues pudiera ocurrir que se estuvieran usando emisiones que provienen de regiones H II con propiedades distintas para estimar un único valor de la propiedad en cuestión, el cual al final se asociaría a una única región H II.

Para aclarar esta cuestión es necesario plantearse cómo dependen las líneas de emisión de las propiedades de la región H II para ver qué clase de regiones H II influyen en cada línea y cómo lo hacen. La dependencia con la masa del cúmulo ionizante es especialmente interesante pues la intensidad media del continuo ionizante es proporcional a la masa del cúmulo y el tamaño de las regiones H II es proporcional a la intensidad del continuo ionizante. Además, la masa es una propiedad básica de la población estelar necesaria para estudiar la historia de formación estelar. Hay que resaltar que, aunque un cúmulo de alta masa es capaz de generar una región H II mucho más brillante que la de un cúmulo de baja masa, al ser estos últimos mucho más abundantes ([Lada & Lada 2003](#)) su contribución podría no ser despreciable. Por este motivo la evaluación de la dependencia con la masa ha de hacerse incluyendo los cúmulos de baja masa. La situación real es más compleja pues en una galaxia real no solo hay regiones H II ionizadas por poblaciones de distinta masa sino que también hay mezcla de edades, y la intensidad y dureza del continuo ionizante varían con la edad. Para evaluar la dependencia en masa adecuadamente es necesario disponer de representaciones ajustadas de los continuos

ionizantes de los cúmulos de diversas masas y edades.

Para describir el continuo ionizante de una población estelar, se pueden adoptar dos aproximaciones distintas. Una sería describir el continuo ionizante de la población estelar mediante el continuo de una estrella de una masa determinada escalando la intensidad de dicho continuo con el tamaño de la población estelar. Esta descripción es la más adecuada si el continuo ionizante está dominado por una única estrella o un único tipo de estrellas. Ejemplos de este tipo de descripción lo tenemos en los trabajos de [Stasińska \(1990\)](#), [Stasińska & Schaerer \(1997\)](#), [Bresolin et al. \(1999\)](#) o [Bresolin & Kennicutt \(2002\)](#). En caso de que haya varias estrellas ionizantes de distintas masas, sería más exacto describir la población estelar ionizante mediante un conjunto de estrellas adecuado ([Dopita et al. 2006a](#); [García Vargas & Díaz 1994](#); [Olofsson 1989](#)).

El continuo ionizante de los cúmulos masivos se puede representar adecuadamente mediante el espectro medio proporcionado por modelos de síntesis donde se asume que la distribución de masas estelares, la cual viene dada por la denominada función inicial de masas (IMF de sus siglas en inglés, [Salpeter 1955](#)), está bien muestreada. Esto significa que todas las fases evolutivas estelares posibles de una edad dada están representadas por las estrellas que hay en el cúmulo. Sin embargo, en cúmulos de baja masa el número de estrellas ionizantes es limitado y puede que no se muestreen todas las posibles fases evolutivas relevantes. Esto implica que no sería válido usar un espectro promedio para una edad y masa de cúmulo dadas sino que hay que tener en cuenta la dispersión de los observables obtenidos por los modelos de síntesis. Estos efectos de muestreo, sobre los que varios autores han llamado la atención ([Cerviño et al. 2000, 2003, 2002b](#); [García Vargas & Díaz 1994](#); [Oey & Clarke 1998](#)) y de los que hay evidencias observacionales ([Jamet & Morisset 2008](#)), afectan a cúmulos de hasta $10^4 M_{\odot}$ ([Cerviño & Luridiana 2004](#)), lo que significa que la mayoría de cúmulos están afectados en mayor o menor medida por estos efectos.

Por lo tanto estamos ante dos cuestiones abiertas relacionadas entre sí: ¿cómo modelar un conjunto de regiones H II? y ¿cómo modelar el continuo ionizante de los cúmulos de baja masa? La resolución de estas dos cuestiones permitiría por tanto producir una modelización más correcta de las galaxias con formación estelar. En este trabajo hemos dado algunos de los pasos necesarios para su resolución.

Hemos abordado esta problemática desde dos direcciones distintas que convergen sobre el objetivo último de obtener un modelado adecuado del espectro de líneas de emisión de galaxias con regiones H II.

En primer lugar hemos verificado cómo cúmulos con mismas características globales de masa total, edad y número de estrellas, e idénticas condiciones del gas, pueden dar lugar a espectros de líneas de emisión diferentes.

Tras esto, hemos explorado la distribución de las propiedades de los continuos ionizantes de cúmulos de baja masa para el caso más simple de cúmulos de edad cero y metalicidad solar. Esto nos ha permitido tener una idea de la relevancia de los efectos de muestreo de la IMF en las propiedades de los cúmulos de baja masa.

Finalmente, hemos analizado la dependencia de la intensidad de diversas líneas de emisión con la masa del cúmulo ionizante para poder evaluar la influencia que tiene las diversas regiones H II en el espectro de las galaxias.

Una vez resueltas estas cuestiones previas se podrá estudiar más en profundidad la influencia de la distribución de los continuos ionizantes de cúmulos en el espectro de líneas de emisión de regiones H II. Posteriormente la implementación de historias de formación estelar y de una función de masas de cúmulos permitirá obtener finalmente modelos del espectro de líneas de emisión de galaxias.

Capítulo 2

Regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa

2.1. Introducción

Para que se cree una región H II es necesario tener un continuo ionizante suficientemente intenso. Solo estrellas con masa superior a $20 M_{\odot}$ aproximadamente, que corresponde a una temperatura efectiva, T_{eff}^* , mayor que 3×10^4 K aproximadamente y a tipos espectrales O y B tempranos, pueden generar dicho continuo ionizante (Murdin 2001; Osterbrock & Ferland 2006). Hay regiones H II ionizadas por cúmulos con varias de estas estrellas (por ejemplo NGC 588: Jamet & Morisset 2008), o solo con una estrella, como por ejemplo SH2-170, ionizada por una única estrella de tipo O (Roger et al. 2004)¹.

En cúmulos cuya población estelar ionizante se puede resolver, como los mencionados anteriormente, se puede describir el continuo ionizante responsable de la región H II asignando a cada estrella ionizante observada su correspondiente modelo de atmósfera en función de su masa, edad y metalicidad (Simón-Díaz & Stasińska 2008). Cuando no es posible saber qué estrellas son las responsables de la ionización, se pueden usar algunas aproximaciones para abordar el problema. En lo que respecta a la edad de las estrellas, se puede asumir que todas las estrellas han nacido en un lapso de tiempo pequeño y por lo tanto se puede hacer la aproximación de brote instantáneo. Además, como todas han nacido en el mismo lugar, se puede suponer que tienen la misma metalicidad. En lo

¹Ver Hunter & Massey (1990) para más ejemplos de regiones H II ionizadas por una única estrella.

que respecta a la masa de las estrellas ionizantes, se pueden adoptar dos aproximaciones distintas a las que ya hicimos referencia en el capítulo 1. Se puede usar el continuo ionizante correspondiente a una única estrella de una masa determinada y realizar con él simulaciones de fotoionización (ver [Bresolin & Kennicutt 2002](#); [Bresolin et al. 1999](#); [Stasińska 1990](#); [Stasińska & Schaerer 1997](#), para ejemplos de mallas de modelos que usan esta aproximación). Opcionalmente, también se puede asumir que conocemos la probabilidad de que una estrella se forme con una determinada masa (descrita por la IMF). Dado que se conoce cuál es la evolución estelar en función de la masa estelar, se puede, una vez asumida una IMF y bajo la aproximación de brote instantáneo, calcular la distribución de probabilidad de que un cúmulo con cierta cantidad de estrellas a una edad dada tenga cierto continuo ionizante. Dado que para el caso de un número infinito de estrellas dicha distribución de probabilidad converge a una distribución gaussiana con una desviación estándar relativa que tiende a cero, se puede considerar que todos los cúmulos de dichas características poseen un continuo ionizante descrito por el valor medio de la distribución de continuos ionizantes posibles ([Cerviño & Luridiana 2006](#)). El uso de dicho valor medio tiene la ventaja de que es directamente proporcional al número de estrellas que contiene el cúmulo, por lo que permite describir, con un solo valor normalizado a un número de estrellas dado, todo el universo de posibles valores medios de las distribuciones para diferentes números de estrellas. Este es el tipo de información principal que se suele obtener de un modelo de síntesis evolutiva.

Dicho continuo ionizante promedio se puede usar, al igual que el caso anterior, en un código de fotoionización para generar mallas de modelos que relacionan cocientes de líneas de emisión con las características evolutivas de los cúmulos (ver por ejemplo [Dopita et al. 2006a](#); [García Vargas & Díaz 1994](#); [Olofsson 1989](#)).

De forma alternativa, esta visión probabilística de la IMF se puede describir considerando que la proporción del número de estrellas ionizantes de diferentes tipos descrito por la IMF coincide con la proporción que se puede observar en cúmulos cuando estos tienen un número elevado de estrellas, o equivalentemente son suficientemente masivos.

Sin embargo, en cúmulos de baja masa ($M_{cl} < 10^3 M_{\odot}$) las distribuciones de probabilidad de continuos ionizantes no son gaussianas, y el valor del continuo ionizante promedio no es una cantidad representativa ([Cerviño & Luridiana 2006](#)). En particular, se sabe a priori que la luminosidad observada es del mismo orden o inferior a la luminosidad de

las estrellas más luminosas usadas para calcular el promedio ([Cerviño & Luridiana 2004](#); [Cerviño et al. 2003](#)). En adelante designaremos esta situación como efectos extremos de muestreo de la IMF.

Lo apuntado anteriormente no sería un problema en las mallas de modelos si, independientemente de la combinación de estrellas ionizantes que se usara para modelizar el cúmulo, las mallas de modelos dieran valores correctos. Por lo tanto, es lícito plantear hasta qué punto las mallas de modelos de fotoionización de cúmulos son válidas para describir regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa.

En este capítulo estudiaremos cómo puede variar el espectro de líneas de emisión al variar la forma e intensidad del continuo ionizante en casos de efectos extremos de muestreo de la IMF. Comparando dichas variaciones del espectro de líneas de emisión con los resultados que se pueden inferir mediante el uso de mallas de modelos de fotoionización que usan un continuo ionizante promedio, veremos cuánto afectan los efectos extremos de muestreo a las inferencias de las propiedades evolutivas de los cúmulos. Parte del trabajo que presentamos en este capítulo ha sido publicado en [Villaverde et al. \(2009, 2010a, 2007\)](#).

2.2. Metodología

Para ver cómo varía el espectro de líneas de emisión en el caso de efectos extremos de muestreo y comprobar la utilidad de las mallas de modelos para estimar las propiedades de regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa, hemos realizado diversas simulaciones y las hemos comparado con los resultados de mallas de modelos en diagramas de diagnóstico. Nuestro interés no es obtener resultados cuantitativos concretos, sino ver cómo se distribuyen los resultados correspondientes a cúmulos de baja masa con efectos extremos de muestreo en los diagramas de diagnóstico con respecto a las predicciones de las mallas de modelos. Nos hemos centrado pues en regiones H II ionizadas por un conjunto controlado de estrellas ionizantes planteándonos las simulaciones de fotoionización de una manera simple pero suficientemente ilustrativa teniendo en cuenta el objetivo marcado.

Como referencia común a todas las simulaciones, hemos usado una región H II ionizada por una única estrella de $100 M_{\odot}$. Esta estrategia está basada en nuestro interés en

Escenario	Masa de las estrellas usadas	Número de estrellas (N^{cl})	Número de estrellas ionizantes ($m \geq 20M_{\odot}$)	$\log(Q(H^0)^{cl})$	T_{eff} ($10^3\ K$)	M_{cl} (M_{\odot})
$N^{cl} = 1$	100	1	1	49.87	49.8	100
	50	1	1	49.04	42.3	50
	25	1	1	48.24	35.8	25
	20	1	1	47.88	33.7	20
	IMF(0.15-120)	1	0.0007	46.06	45.97	0.35
$M_{cl} = 100\ M_{\odot}$	100	1	1	49.87	49.8	100
	50	2	2	49.34	42.3	100
	25	4	4	48.84	35.8	100
	20	5	5	48.58	33.7	100
	IMF(0.15-120)	282.9	0.2	48.51	45.97	100
$\log(Q(H^0)^{cl}) = 49.87$	100	1	1	49.87	49.8	100
	50	6.76	6.76	49.87	42.3	338
	25	42.66	42.66	49.87	35.8	1 066
	20	97.72	97.72	49.87	33.7	1 954
	IMF(0.15-120)	6 443.42	4.6	49.87	45.97	2 255

TABLA 2.1: Características de las simulaciones realizadas.

estudiar conjuntos con un número bajo de estrellas, donde los efectos de muestreo de la IMF son más notables. Además, la función inicial de masa de cúmulos indica que los cúmulos menos masivos son los más abundantes, estando el límite inferior de la función inicial de masa de cúmulos cerca del límite superior de la IMF estelar (Lada & Lada 2003). En las simulaciones hemos usado como continuos ionizantes los correspondientes a estrellas de 20, 25, 50 y $100\ M_{\odot}$ de metalicidad solar y edad cero con su correspondiente T_{eff}^* . También hemos realizado simulaciones de fotoionización usando el continuo ionizante de un modelo de síntesis de población estelar para edad cero y metalicidad solar, calculado con SED@ (Cerviño & Mas-Hesse 1994; Cerviño et al. 2002a)² para comparar con el continuo ionizante promedio de los posibles cúmulos de baja masa. Los continuos ionizantes en todas las simulaciones se han obtenido de modelos CoStar (Schaerer & de Koter 1997), consistentes con los modelos de atmósferas utilizados en el modelo de síntesis. En la tabla 2.1 se resumen las características de las simulaciones realizadas. Las simulaciones se engloban en tres escenarios: número de estrellas fijo e igual a 1, masa fija igual a $100\ M_{\odot}$ y número de fotones ionizantes fijo igual al de una estrella de $100\ M_{\odot}$. Estos escenarios se describirán detalladamente en los apartados 2.2.1, 2.2.2 y 2.2.3 respectivamente. En la primera columna de la tabla 2.1 indicamos la masa estelar asociada al modelo de atmósfera usado para asignar una forma al continuo

²Los modelos de síntesis de población SED@ están disponibles en <http://www.laeff.cab.inta-csic.es/users/mcs/SED/> con valores renormalizados al rango de masas 0.1-120 M_{\odot} usado en la IMF.

ionizante. Las simulaciones con modelo de síntesis se etiquetan como “IMF (0.15-120)” para indicar que se usa una distribución de masas en el rango de 0.15 a 120 M_{\odot} que es el considerado en los modelos SED@. En la segunda y tercera columnas hemos distinguido entre número total de estrellas en el cúmulo y número de estrellas ionizantes (estrellas con masa de al menos 20 M_{\odot}), puesto que en los modelos de síntesis también entran en consideración estrellas no ionizantes. Estos números pueden ser obtenidos por simple integración de la IMF y no dependen del modelo de síntesis. En la cuarta columna figura el logaritmo del número de fotones ionizantes del cúmulo, $\log(Q(H^0)^{cl})$, que nos indica la intensidad del continuo ionizante. En la quinta columna se muestra la T_{eff} que nos indica cuál es la dureza del continuo ionizante (a mayor T_{eff} , mayor dureza). Para definir una T_{eff} para el espectro proporcionado por el modelo de síntesis usamos la temperatura efectiva de cúmulo definida por [Mas-Hesse & Kunth \(1991\)](#) (ver también sección 3.2 para una descripción más detallada). En la última columna se muestra la masa total asociada a cada simulación.

A continuación describiremos cada uno de los tres escenarios considerados.

2.2.1. Escenario de número de estrellas fijo ($N^{cl} = 1$)

Como ya hemos comentando anteriormente, hay regiones H II ionizadas por una única estrella. Las diferentes formas y flujos del continuo de estas estrellas ionizantes pueden generar diferencias en el espectro de líneas de emisión de la región H II. Para explorar estas diferencias, en este escenario hemos considerado continuos ionizantes producidos por una única estrella de 100, 50, 25 o 20 M_{\odot} , o bien el correspondiente a un modelo de síntesis normalizado a una estrella. De esta forma hemos trazado parcialmente la curva definida en los diversos diagramas de diagnóstico por las regiones H II ionizadas por estrellas individuales. Las características de este conjunto de simulaciones se resumen en la tabla 2.1. Este conjunto de simulaciones, exceptuando la simulación correspondiente al modelo de síntesis, es el más realista tanto en cuanto no supone fracciones de estrellas (como en el escenario de número de fotones ionizantes fijo: v. apartado 2.2.3), ni una mezcla “artificial” de estrellas (como en el escenario de masa del cúmulo fija: v. apartado 2.2.2), como discutiremos más tarde.

En el caso del modelo de síntesis, es necesaria la IMF para hacer la correspondencia entre la masa del cúmulo y el número de estrellas de éste. En el enfoque probabilístico

de la IMF descrito en la sección 2.1, donde el número de estrellas define la estadística asociada, la masa total del cúmulo no se corresponde con una masa real sino con el valor medio de una distribución de masas totales para el número de estrellas dado. Sin embargo, dado que a nivel dinámico es más relevante el uso de masa total en estrellas que el de número de estrellas, es común expresar los resultados promedios normalizados a un valor de la masa total como es el caso de los modelos de SED@ usados. Para calcular la conversión entre masa total y número de estrellas, hemos considerado que la IMF tiene una expresión de la forma $\varphi = Am^{-\alpha}$. El número de estrellas equivalente correspondiente a $1\ M_{\odot}$ se obtiene integrando la IMF:

$$N^{\text{cl}}(1M_{\odot}) = A \int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} m^{-\alpha} dm = A \frac{m_{\text{sup}}^{-\alpha+1} - m_{\text{inf}}^{-\alpha+1}}{-\alpha + 1}. \quad (2.1)$$

Puesto que el modelo de síntesis está normalizado a $1\ M_{\odot}$, se debe cumplir:

$$A \int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} m \cdot m^{-\alpha} dm = 1, \quad (2.2)$$

de donde:

$$A = \frac{-\alpha + 2}{m_{\text{sup}}^{-\alpha+2} - m_{\text{inf}}^{-\alpha+2}}. \quad (2.3)$$

Sustituyendo esta expresión para la constante de normalización A y sustituyendo los valores correspondientes a nuestro modelo ($\alpha=2.35$, $m_{\text{inf}}=0.15\ M_{\odot}$, $m_{\text{sup}}=120\ M_{\odot}$) en la ecuación 2.1 obtenemos $N^{\text{cl}}(1M_{\odot})=2.829$ estrellas, de donde obtenemos que la masa promedio de una estrella es $0.35\ M_{\odot}$, valor que hemos utilizado para calcular la SED correspondiente a la simulación con modelo de síntesis dentro de este escenario. En la Fig. 2.1 se muestran los continuos ionizantes de las simulaciones realizadas dentro de este escenario.

Cabe destacar la similitud de la forma del continuo ionizante del modelo de síntesis (línea continua negra) con los correspondientes de las estrellas de 50 (línea de rayas largas verde) y $100\ M_{\odot}$ (línea de puntos azul), aunque en el caso del modelo de síntesis el continuo es un factor 1000 veces más débil. Esta similitud refleja que el continuo ionizante promedio está dominado por las estrellas más masivas del cúmulo, mientras

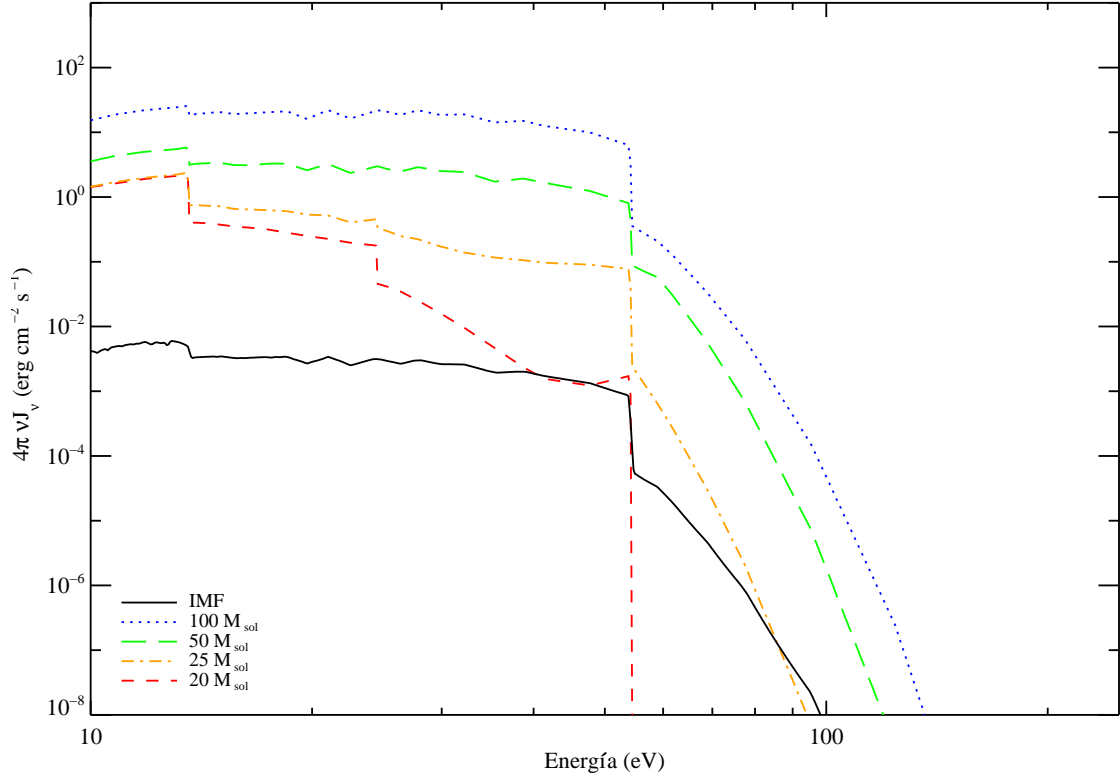


FIGURA 2.1: Continuos ionizantes de los modelos del escenario de número de estrellas fijo.

que el nivel de la intensidad refleja el hecho de que el flujo del cúmulo es proporcional a la masa de éste y ésta está dominada por las estrellas más numerosas que pueblan la IMF, esto es, las de baja masa.

El cálculo del número de estrellas ionizantes correspondiente a la simulación con modelo de síntesis es similar al realizado anteriormente. Considerando estrellas ionizantes a aquellas estrellas masivas con $m \geq 20 M_{\odot}$, basta con hacer $m_{\text{inf}} = 20 M_{\odot}$ en el término de la derecha de la ecuación 2.1 y después multiplicar por $0.35 M_{\odot}$ que es la masa asociada a dicha simulación. De esta forma hemos obtenido un valor de $7 \cdot 10^{-4}$ estrellas ionizantes para la simulación con modelo de síntesis en este escenario, lo que explica de nuevo el bajo nivel del continuo. Esta simulación con modelo de síntesis no se corresponde con ninguna situación real, es por lo tanto simplemente una situación teórica planteada solo con fines de completitud de este estudio.

También es interesante resaltar las grandes diferencias que la forma de estos tres espectros tienen con respecto al de una estrella de $20 M_{\odot}$ (línea de rayas cortas roja), e

incluso con el de una estrella de $25 M_{\odot}$ (línea de puntos y rayas naranja), que conllevan, como veremos, consecuencias significativas.

2.2.2. Escenario de masa total fija ($M_{cl} = 100 M_{\odot}$)

Para este escenario de masa fija hemos escogido una masa total en estrellas de $100 M_{\odot}$ para el cúmulo ionizante. El resto de las características de las simulaciones se puede consultar en la tabla 2.1. La baja masa que se ha impuesto para el cúmulo ionizante en este escenario conlleva que el número de estrellas sea bajo al considerar estrellas individuales masivas y por ende los efectos de muestreo grandes. Este bajo número para estrellas individuales (entre 1 y 5) contrasta con el número de estrellas para un modelo de síntesis con la misma masa que es casi dos órdenes de magnitud más grande. En caso de que el modelo estuviera normalizado a una estrella en vez de a $1 M_{\odot}$ los cálculos serían semejantes a los realizados en el apartado anterior:

$$A \int_{m_{inf}}^{m_{sup}} m^{-\alpha} dm = 1, \quad (2.4)$$

de donde:

$$A = \frac{-\alpha + 1}{m_{sup}^{-\alpha+1} - m_{inf}^{-\alpha+1}}. \quad (2.5)$$

Por lo tanto la masa promedio de una estrella viene dada por:

$$\langle m \rangle = A \int_{m_{inf}}^{m_{sup}} m \cdot m^{-\alpha} dm = A \frac{m_{sup}^{-\alpha+2} - m_{inf}^{-\alpha+2}}{-\alpha + 2} = 0.35 M_{\odot}, \quad (2.6)$$

y el número de estrellas en un cúmulo promedio de $100 M_{\odot}$ es:

$$N^{clus}(100 M_{\odot}) = \frac{100}{\langle m \rangle} = \frac{100 \cdot (-\alpha + 2) \cdot (m_{sup}^{-\alpha+1} - m_{inf}^{-\alpha+1})}{(-\alpha + 1) \cdot (m_{sup}^{-\alpha+2} - m_{inf}^{-\alpha+2})} = 282.9. \quad (2.7)$$

El cálculo del número de estrellas ionizantes es análogo obteniéndose un valor de 0.2 estrellas ionizantes. Estos valores reflejan el hecho de que la masa total de un cúmulo está dominada por las estrellas de baja masa, lo que conlleva que el número de estrellas ionizantes para la simulación con modelo de síntesis es inferior al del resto de las simulaciones de este escenario (0.2 estrellas frente a 1-5 del resto de las simulaciones). Nótese que los números de estrellas que salen de los modelos de síntesis para una masa fija no son enteros, pero esto no es preocupante pues no se trata de un número *real*

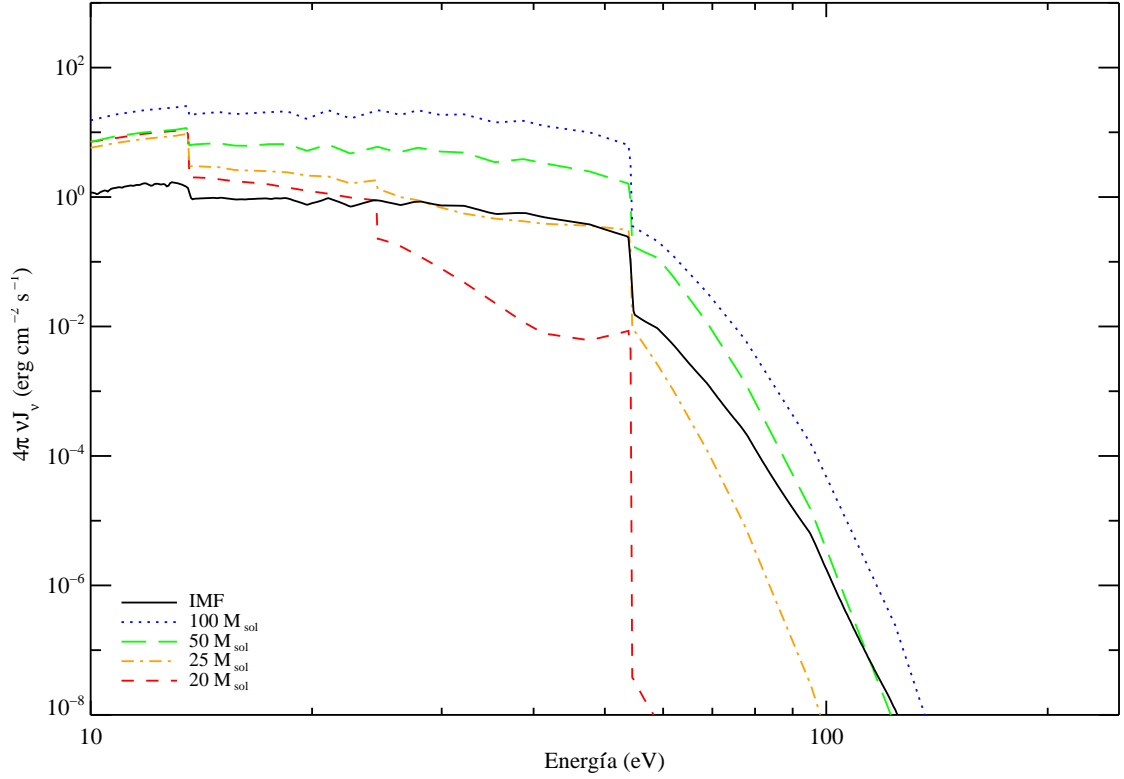


FIGURA 2.2: Continuos ionizantes de los modelos del escenario de masa total en estrellas fija.

de estrellas sino del número medio de estrellas predicho a partir de una distribución subyacente asociada.

En la Fig. 2.2 se muestran los continuos ionizantes de los casos considerados en este escenario. Como era de esperar, el continuo correspondiente al modelo de síntesis en este escenario tiene un flujo mayor que en el escenario con número de estrellas fijo e igual a 1.

2.2.3. Escenario de número de fotones ionizantes fijo ($\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}=49.87$)

En este escenario hemos fijado el número de fotones ionizantes parametrizado en forma del número de fotones capaces de ionizar el hidrógeno que emite el cúmulo, $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$, con un valor de $\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} = 49.87 \text{ s}^{-1}$, correspondiente al de una estrella de $100 M_{\odot}$, escalando los espectros estelares con dicho valor. En consecuencia, en todos los casos el valor de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ es el mismo, pero la forma del continuo ionizante está dada por el espectro de la estrella considerada. Estos modelos nos permiten explorar la influencia que tiene la dureza del espectro, eliminando la dependencia en $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$. La Fig. 2.3 muestra

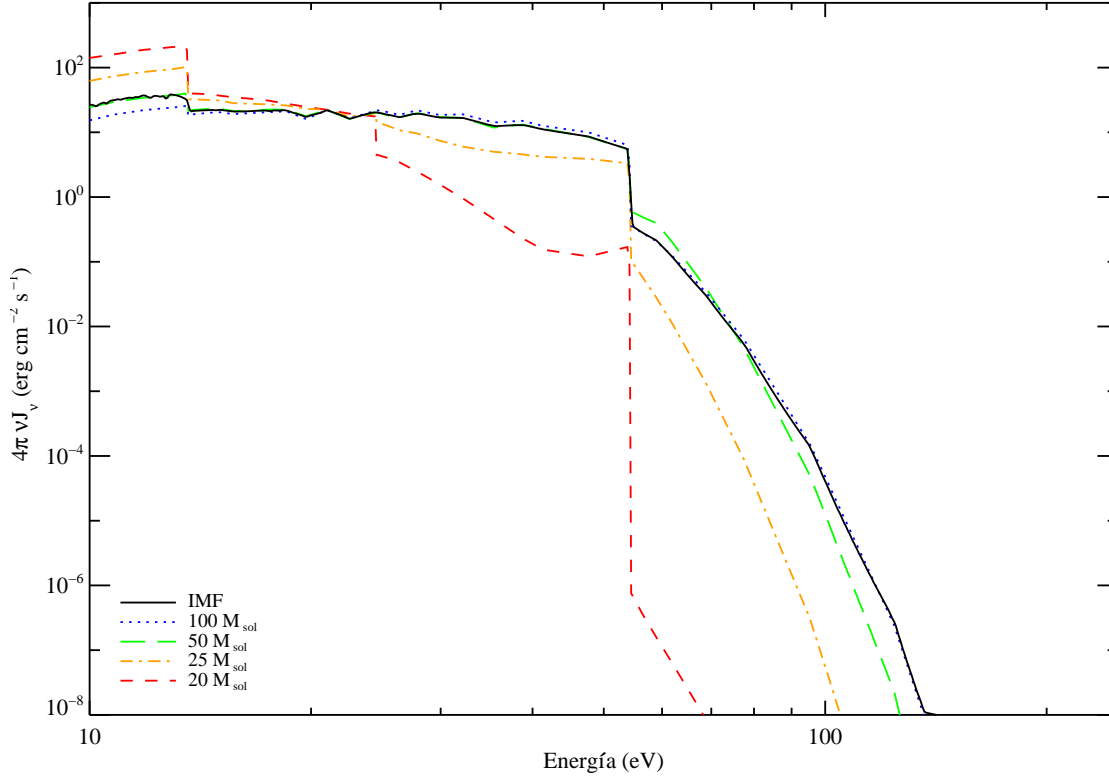


FIGURA 2.3: Continuos ionizantes de los modelos del escenario de número de fotones ionizantes fijo.

los continuos ionizantes de los modelos calculados en este escenario de $Q(H^0)^{cl}$ fija. La forma del continuo obtenido mediante modelo de síntesis es prácticamente idéntica al de los cúmulos con solo estrellas de 50 o 100 M_\odot . Esto es debido a que las estrellas más masivas dominan el continuo ionizante, como ya destacamos en el apartado 2.2.1. También se ven las grandes diferencias del continuo de los modelos de síntesis con los de las estrellas de 20 y 25 M_\odot por encima de 24.6 eV.

Al igual que en el caso de masa total en estrellas fija, hemos calculado el número de estrellas equivalentes, no solo para la simulación que usa el modelo de síntesis, sino también para las simulaciones con combinaciones de estrellas, excepto en el caso de 100 M_\odot , en el cual el número de estrellas es trivialmente 1. Para las simulaciones con combinaciones de estrellas de una única masa basta con dividir el $Q(H^0)^{cl}$ fijado entre el $Q(H^0)^*$ correspondiente a una estrella de la masa que estemos considerando. En este caso, el número de estrellas que se obtiene no es entero. Aquí no se puede considerar que estemos hablando de un número promedio de estrellas ya que son cúmulos contruidos a partir de estrellas individuales. En este sentido el espectro no puede corresponderse a

casos reales, al igual que en la mayoría de los casos que hemos considerado, los espectros de modelos de síntesis tampoco pueden referirse a cúmulos reales, sino al valor promedio de un conjunto infinito de cúmulos con dichas características.

Para aplicar el mismo procedimiento a la simulación con modelo de síntesis es necesario conocer el $Q(H^0)$ correspondiente. Para obtenerlo hemos utilizado los valores del número de fotones ionizantes que Cloudy proporciona en distintos rangos de energía para la simulación con modelos de síntesis para el caso de número de estrellas fijo e igual a 1. Sumando dichos valores hemos obtenido el $Q(H^0)$ para dicha simulación (ver tabla 2.1). Dividiendo por dicho valor el $Q(H^0)^{cl}$ fijado para este escenario hemos llegado a que $N^{cl}[IMF, \log(Q(H^0)^{cl}) = 49.87] = 6\,443.42$ estrellas³. A este número total de estrellas le corresponde 4.6 estrellas ionizantes, un valor muy cercano al de 6.76 estrellas ionizantes asociado a la simulación con estrellas de $50M_{\odot}$ (ver tabla 2.1). Este hecho explica la gran similitud del nivel del continuo ionizante de ambas simulaciones.

En la tabla 2.1 se aprecia que una vez que se fija la masa las otras propiedades son cantidades distribuidas. En el caso de masa del cúmulo fija no hay ninguna solución que satisfaga simultáneamente los resultados de forma e intensidad del continuo, número y masa de estrellas descritas por el valor medio obtenido de un modelo de síntesis. Otra interesante conclusión que se puede extraer de la tabla es que los modelos de síntesis necesitan alrededor de 1800 estrellas (i. e. masas de cúmulos de alrededor de $1000 M_{\odot}$) para producir un $Q(H^0)^{cl}$ similar al de una estrella individual de $100 M_{\odot}$. Este hecho nos permite establecer un límite de masa para el uso del promedio obtenido por los modelos de síntesis: cúmulos con masas menores de $1000 M_{\odot}$ son menos brillantes que la estrella individual más brillante que el cúmulo podría contener, y que se considera en la modelización (Cerviño & Luridiana 2004; Cerviño et al. 2003). Este límite ha sido denominado como *Lowest Luminosity Limit*, LLL, por Cerviño & Luridiana (2004) y se corresponde con la masa mínima que debe tener el cúmulo para evitar inconsistencias bolométricas en la modelización.

³Se puede llegar trivialmente al mismo resultado usando el valor de $Q(H^0)$ tabulado producido por el código de síntesis.

2.2.4. Código de fotoionización y estrategia de simulación

Para modelar los procesos de fotoionización hemos usado el código Cloudy en su versión 08.00 (Ferland et al. 1998). Este código ha sido elegido por estar actualizado, bien documentado y ser de acceso público. Con él se han calculado la emisión de una nebulosa modelo ionizada por las SEDs de los supuestos descritos en el apartado anterior.

En todos los casos se ha usado geometría esférica, es decir hemos considerado que el cúmulo ionizante es una fuente puntual en el centro de la nebulosa, y que la cara interna iluminada por la fuente ionizante es también esférica y está situada a un radio de 1 parsec de dicha fuente. Esto implica que en nuestros modelos tenemos en cuenta la ionización por el continuo difuso⁴ producidos en la parte lejana de la nebulosa. Para el filling factor y el covering factor adoptamos un valor igual a 1, que son los asignados por defecto.

Hemos supuesto que la nebulosa está limitada por radiación, es decir que es lo suficientemente grande para que toda la radiación ionizante sea absorbida.

Hemos considerado una densidad de hidrógeno constante e igual a 100 cm^{-3} . Dicha densidad incluye todos los átomos de hidrógeno, sean iones, átomos neutros o hidrógeno molecular. Esta densidad es típica de regiones H II y es menor que las densidades críticas de las especies usadas en las simulaciones. Hemos usado unas abundancias solares como las adoptadas por Dopita et al. (2006), aunque no se ha considerado “depletion” de metales.

Las diferencias entre las abundancias usadas para las estrellas y las usadas para el gas, así como la no consideración de “depletion”, no son relevantes para el presente capítulo, pues nuestro objetivo es ilustrar la existencia y relevancia de las diferencias en los espectros de líneas de emisión, no realizar comparaciones detalladas con mallas de modelos.

2.3. Resultados

En este apartado describimos los resultados obtenidos de los modelos de fotoionización computados con Cloudy usando como continuos ionizantes las SEDs de los casos expuestos en la sección 2.2. Hemos centrado nuestra atención principalmente en la parte

⁴El continuo difuso es la emisión de continuo producida por el gas y el polvo de la propia nebulosa.

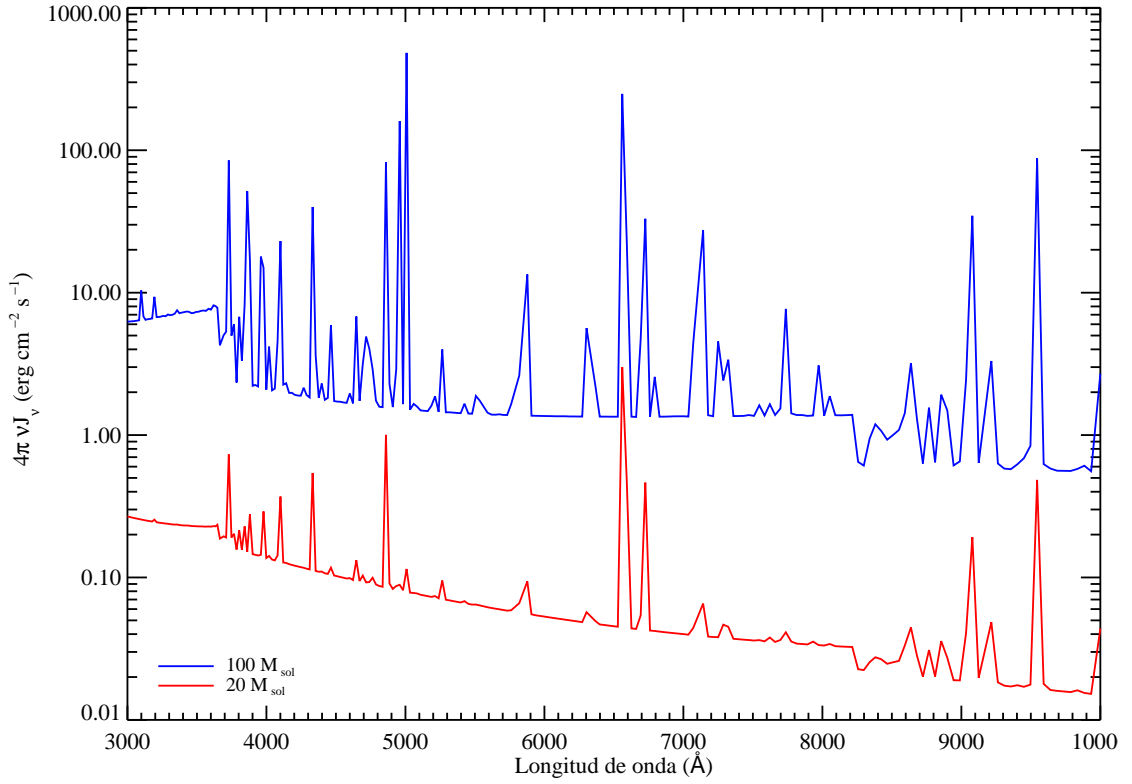


FIGURA 2.4: Comparación entre los espectros de líneas de emisión obtenidos con el continuo ionizante correspondiente a una única estrella de $20 M_{\odot}$ (línea roja) o $100 M_{\odot}$ (línea azul).

visible del espectro, pues es ahí donde se localizan la mayoría de las líneas de emisión que se utilizan para estimación de propiedades evolutivas del cúmulo ionizante. Hemos prestado especial interés a las líneas $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$, $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ y $[\text{N II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$, pues además de ser éstas algunas de las líneas que dominan en la emisión de las regiones H II, están involucradas en la mayoría de los diagramas de diagnóstico que usaremos. En primer lugar mostraremos los espectros de líneas de emisión obtenidos y los describiremos brevemente. Posteriormente daremos una visión más general del conjunto de simulaciones mediante diagramas de diagnósticos y compararemos con mallas de modelos.

2.3.1. Espectros resultantes

En la Fig. 2.4 se muestran, a efectos de ilustración, los espectros de líneas de emisión de los casos extremos de una estrella de $100 M_{\odot}$ (línea azul) y de una estrella de $20 M_{\odot}$ (línea roja). Para resaltar las líneas de emisión sus intensidades han sido magnificadas

por un factor $c/1000 \text{ km s}^{-1}$, donde c es la velocidad de la luz. Esto puede provocar que las líneas parezcan más o menos intensas dependiendo de su anchura real. Por consiguiente nos servirán exclusivamente para comentar el nivel del continuo y las líneas presentes en uno y otro caso. Además de la clara diferencia entre las intensidades del continuo, cabe destacar la presencia de líneas de alta ionización, como [Ne III] $\lambda\lambda$ 3869, 3968 Å, [O III] λ 4959 Å o [O III] λ 5007 Å, muy intensas en el espectro correspondiente a $100 M_{\odot}$ que no aparecen o son mucho más débiles en el espectro de $20 M_{\odot}$. Tal y como se puede apreciar, aunque en ambos casos se genera una región H II, la forma del espectro es muy distinta. La comparativa entre las líneas de emisión que aparecen en cada simulación se ha hecho con los valores de intensidades de líneas calculadas por Cloudy. Las intensidades obtenidas para las líneas más relevantes se muestran en la tabla 2.2. A lo largo de este capítulo, a menos de que se indique expresamente otra cosa, cuando hablemos de intensidades o flujos de líneas siempre lo haremos refiriéndonos a intensidades relativas a la intensidad de la línea H β .

Analizaremos a continuación los resultados para cada uno de los escenarios propuestos. Todas las gráficas se pueden entender a partir de unos pocos principios básicos que regulan la fotoionización: La intensidad de H β es aproximadamente proporcional al número de fotones ionizantes $Q(\text{H}^0)$; la intensidad de las líneas colisionales aumenta linealmente con la abundancia del ion emisor y de forma no lineal con la temperatura electrónica. La abundancia iónica depende del equilibrio de ionización, que a su vez depende de la dureza y la intensidad del espectro; la dureza determina cuántos de los fotones del espectro son capaces de ionizar un ion dado; la intensidad determina la tasa de ionizaciones, de manera tal que a mayor intensidad más ionizaciones y mayor grado de ionización.

2.3.1.1. Número de estrellas fijo

Tal y como se puede ver en la tabla 2.2 y en la Fig. 2.5, hay un aumento de la intensidad de la línea [O III] λ 5007 Å a medida que aumenta la masa total de las simulaciones. Esto es consecuencia del aumento de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$, ya que hay más fotones ionizantes. Las diferencias relativas en intensidad más importantes ocurren cuando pasamos de la simulación con la estrella de $20 M_{\odot}$ (triángulo rojo) a la simulación con la estrella de $25 M_{\odot}$ (cuadrado naranja), debido a las notables diferencias en la forma del continuo ionizante

Escenario	Masa de las estrellas usadas	$\log(I(H\beta))$	$\frac{I([O\ III]3727)}{I(H\beta)}$	$\frac{I([O\ III]5007)}{I(H\beta)}$	$\frac{I([N\ II]6584)}{I(H\beta)}$
$N^{cl} = 1$	100	37.543	0.8874	5.3770	0.2359
	50	36.719	1.1026	3.5378	0.3323
	25	35.922	0.6947	0.7688	0.3485
	20	35.577	0.5560	0.0244	0.4435
	IMF(0.15-120)	33.724	0.4844	0.0038	0.4958
$M_{cl} = 100M_{\odot}$	100	37.543	0.8874	5.3770	0.2359
	50	37.020	0.9810	3.8668	0.2860
	25	36.526	0.5530	1.0255	0.2525
	20	36.277	0.6425	0.0680	0.4546
	IMF(0.15-120)	36.192	1.3753	2.9714	0.4415
$\log(Q(H^0)^{cl}) = 49.87$	100	37.543	0.8874	5.3770	0.2359
	50	37.552	0.7862	4.4184	0.2170
	25	37.559	0.3804	1.4187	0.1545
	20	37.575	0.7804	0.0908	0.4841
	IMF(0.15-120)	37.547	0.7987	4.5045	0.2196

TABLA 2.2: Intensidades de las líneas de emisión más relevantes.

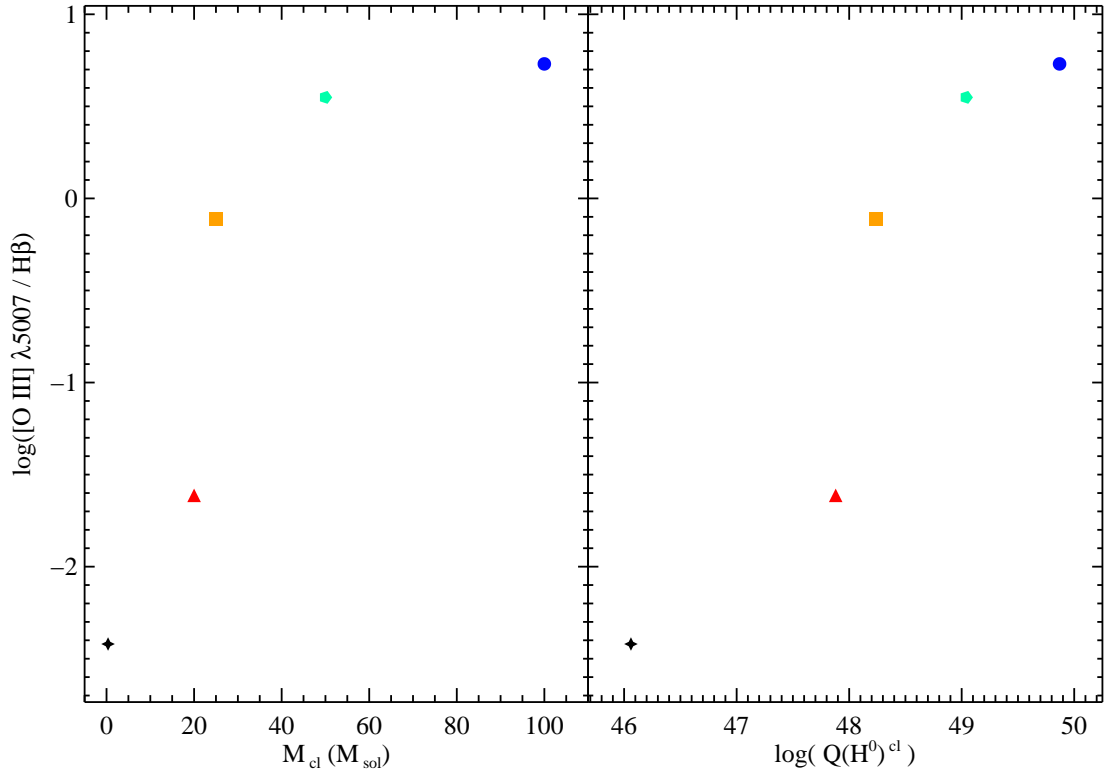
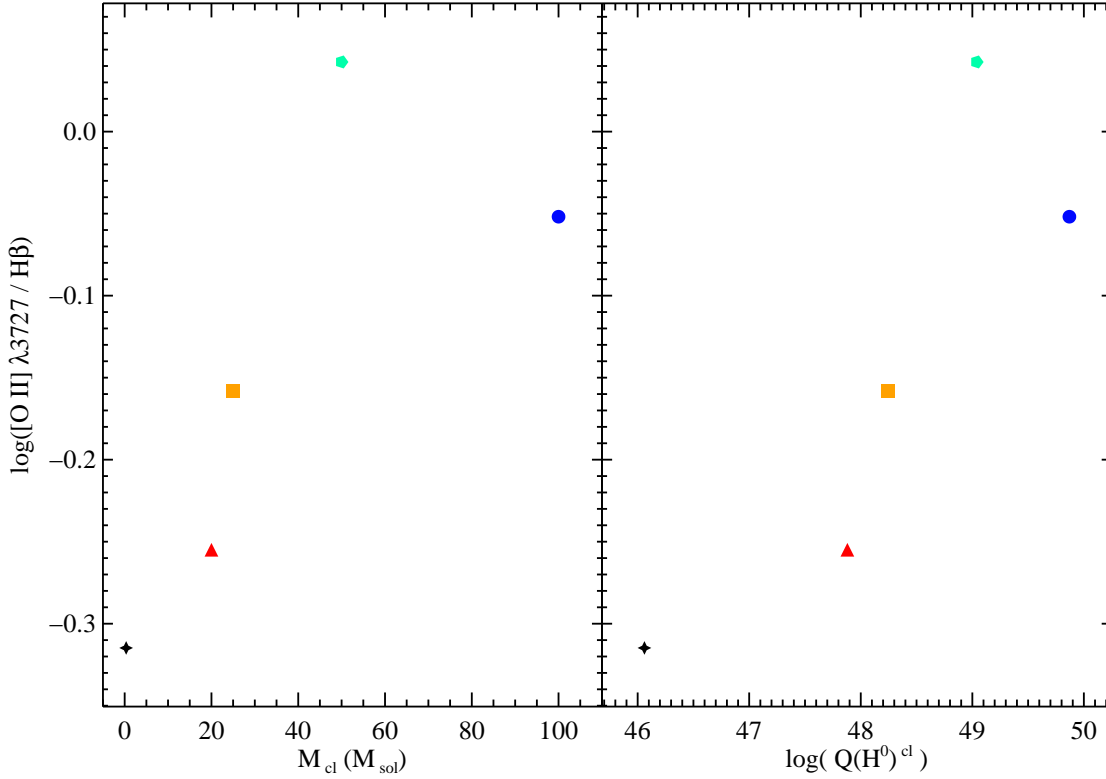
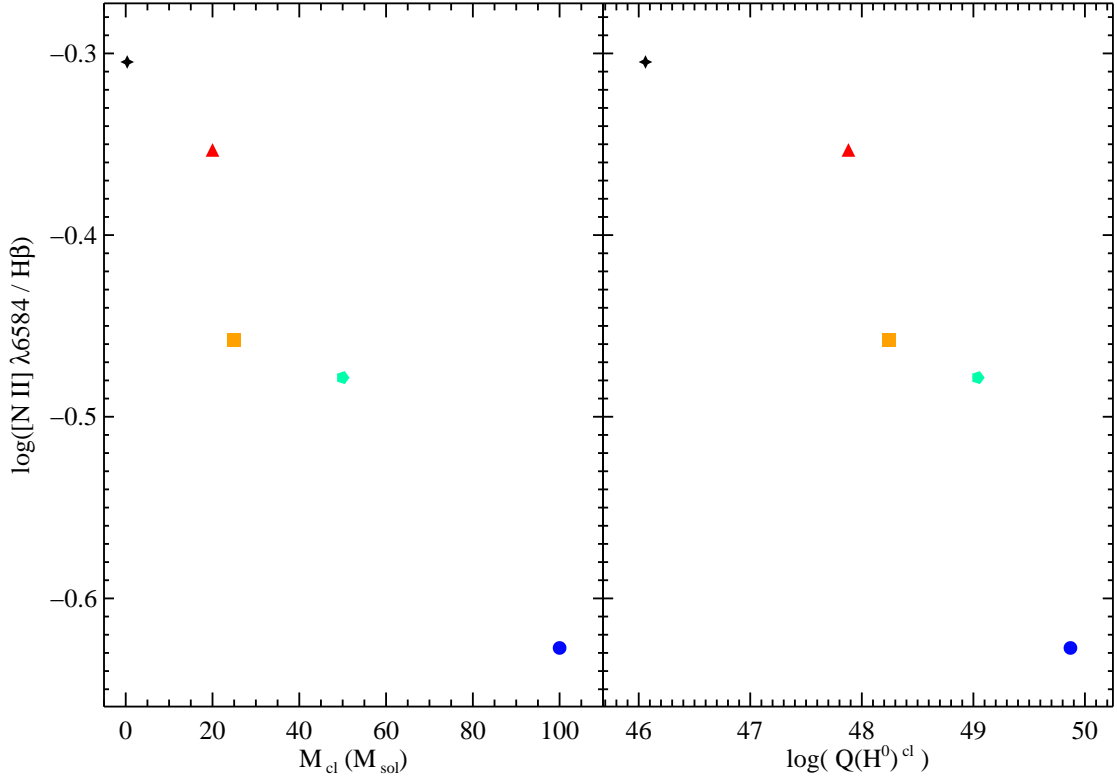


FIGURA 2.5: Intensidad de la línea $[O\ III] \lambda 5007 \text{ \AA}$ con respecto a $H\beta$ frente a la masa del cúmulo (izquierda) y al número de fotones ionizantes (derecha) para las simulaciones del escenario de número de estrellas fijo. Estrella negra: simulación con modelo de síntesis; Triángulo rojo: simulación con estrella de $20 M_{\odot}$; Cuadrado naranja: simulación con estrella de $25 M_{\odot}$; Pentágono verde: simulación con estrella de $50 M_{\odot}$; Círculo azul: simulación con estrella de $100 M_{\odot}$.

FIGURA 2.6: Igual que la Fig. 2.5 para la línea $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$.

(ver Fig. 2.1). El efecto combinado de la forma y del nivel del continuo queda claro al examinar la simulación con modelo de síntesis (estrella de cuatro puntas negra en las figuras): aunque en el caso con modelo de síntesis el continuo ionizante es más duro que en los casos con estrellas de 20, 25 y 50 M_{\odot} , debido a que el nivel del continuo es el más bajo de todas las simulaciones (ver Fig. 2.1), la intensidad relativa de $[O\ III] \lambda\ 5007\ \text{\AA}$ es la menor de todas. No todas las líneas presentan el mismo comportamiento. En el caso de la línea $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$ (Fig. 2.6) el comportamiento es similar al obtenido para $[O\ III] \lambda\ 5007\ \text{\AA}$ excepto para la simulación de 100 M_{\odot} (círculo azul) donde la intensidad relativa de $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$ es menor que para el caso de 50 M_{\odot} (pentágono verde). Esto se debe a la dependencia de $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$ con la temperatura electrónica y la fracción de O^{+} . A lo largo de la secuencia (exceptuando el caso extremo con modelo de síntesis), aumenta la temperatura electrónica y disminuye la fracción de O^{+} ; hasta 50 M_{\odot} prevalece el primer efecto (causando un aumento de $[O\ II] \lambda\ 3727 / H\beta$) y al pasar a 100 M_{\odot} el segundo (causando una disminución de $[O\ II] \lambda\ 3727 / H\beta$). La línea $[N\ II] \lambda\ 6584\ \text{\AA}$ (Fig. 2.7) presenta un comportamiento completamente distinto. Para esta línea la intensidad relativa disminuye con la masa total debido a que a medida que el espectro

FIGURA 2.7: Igual que la Fig. 2.5 para la línea [N II] λ 6584 Å.

ionizante se endurece y aumenta su intensidad el N^+ se ioniza progresivamente y por lo tanto sus líneas se hacen menos intensas. En las tres líneas mostradas hemos visto que la simulación con modelo de síntesis no presenta un comportamiento acorde únicamente con la forma de su continuo sino también con el nivel de este. Dicho de otra forma, es necesario que la intensidad del continuo ionizante alcance cierto umbral para que la dureza del continuo ionizante se refleje en el espectro de líneas de emisión.

2.3.1.2. Masa total de cúmulo fija

En la tabla 2.2 y en la Fig. 2.8 se muestra, que si consideramos solo las simulaciones cuyos continuos ionizantes se corresponden al de estrellas de una única masa (casos de 20, 25, 50 y 100 M_{\odot}), la intensidad de [O III] λ 5007 Å disminuye a medida que disminuyen la dureza e intensidad del continuo ionizante. En la simulación con modelo de síntesis (asterisco negro) la intensidad del continuo ionizante es mayor que en el escenario de N^{cl} fija (ver tabla 2.1) y la forma del continuo ionizante empieza a reflejarse aumentando la intensidad de [O III] λ 5007 Å, aunque se queda por debajo de las intensidades de las simulaciones con estrellas de 50 (círculo con aspa verde) y 100 M_{\odot} (círculo azul).

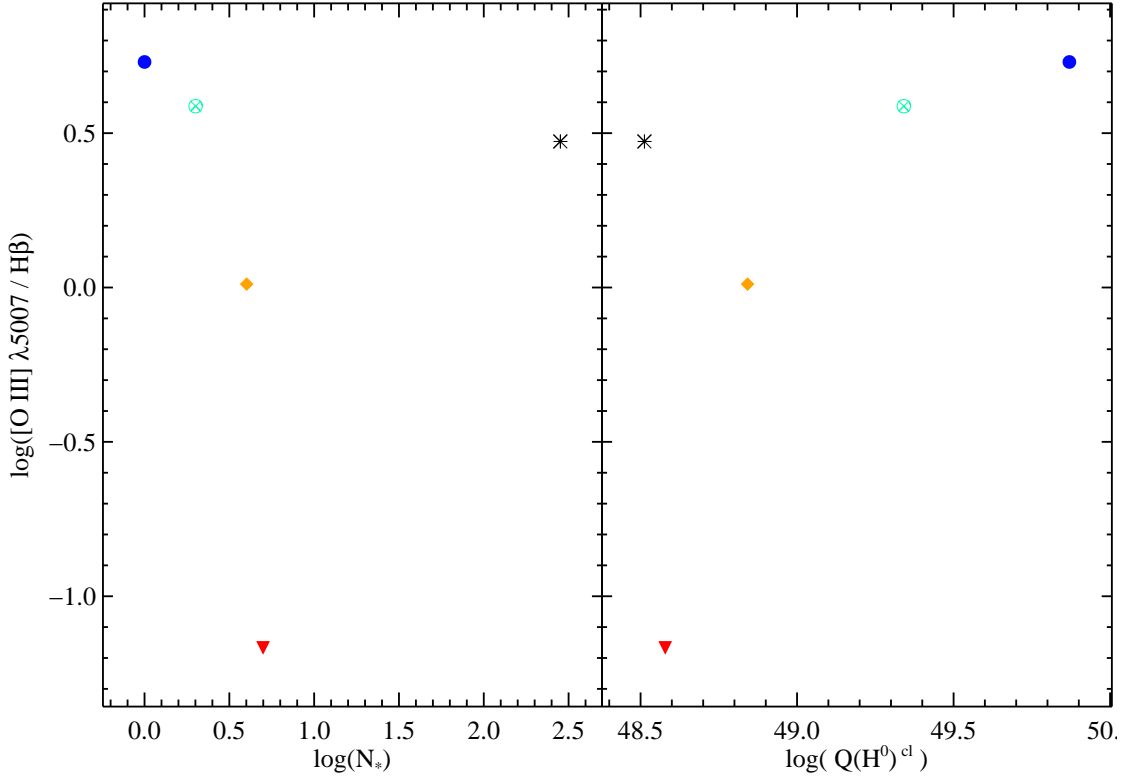
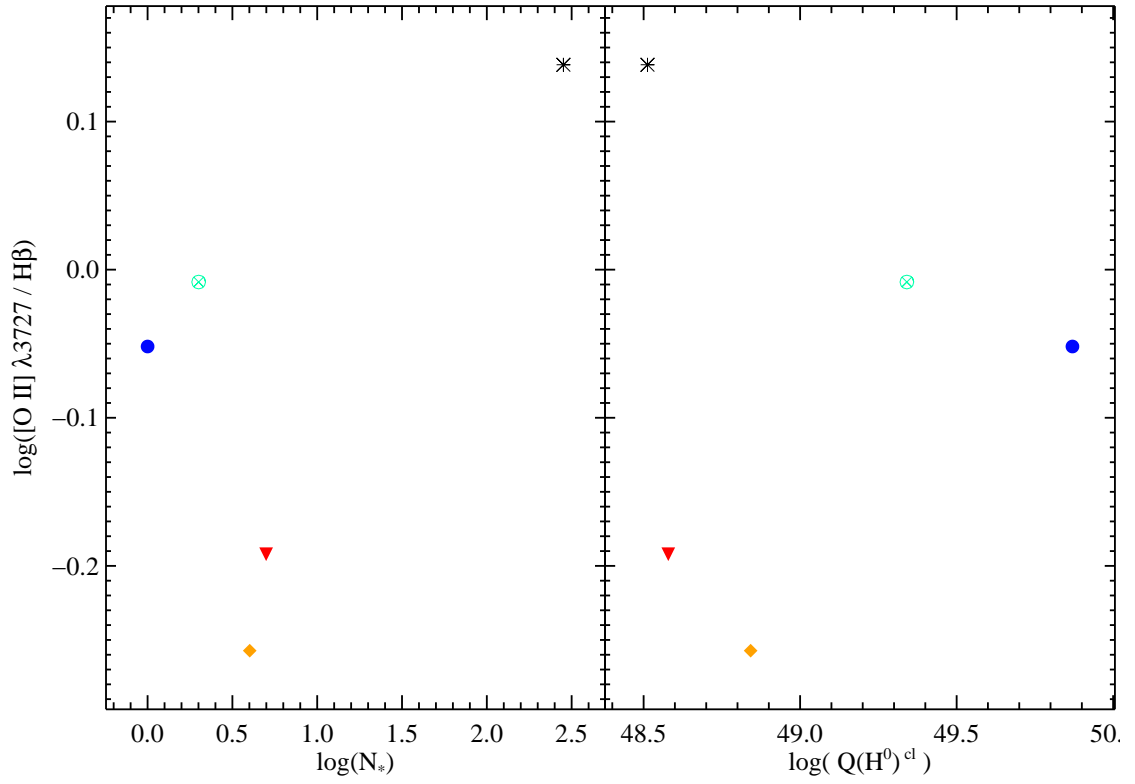
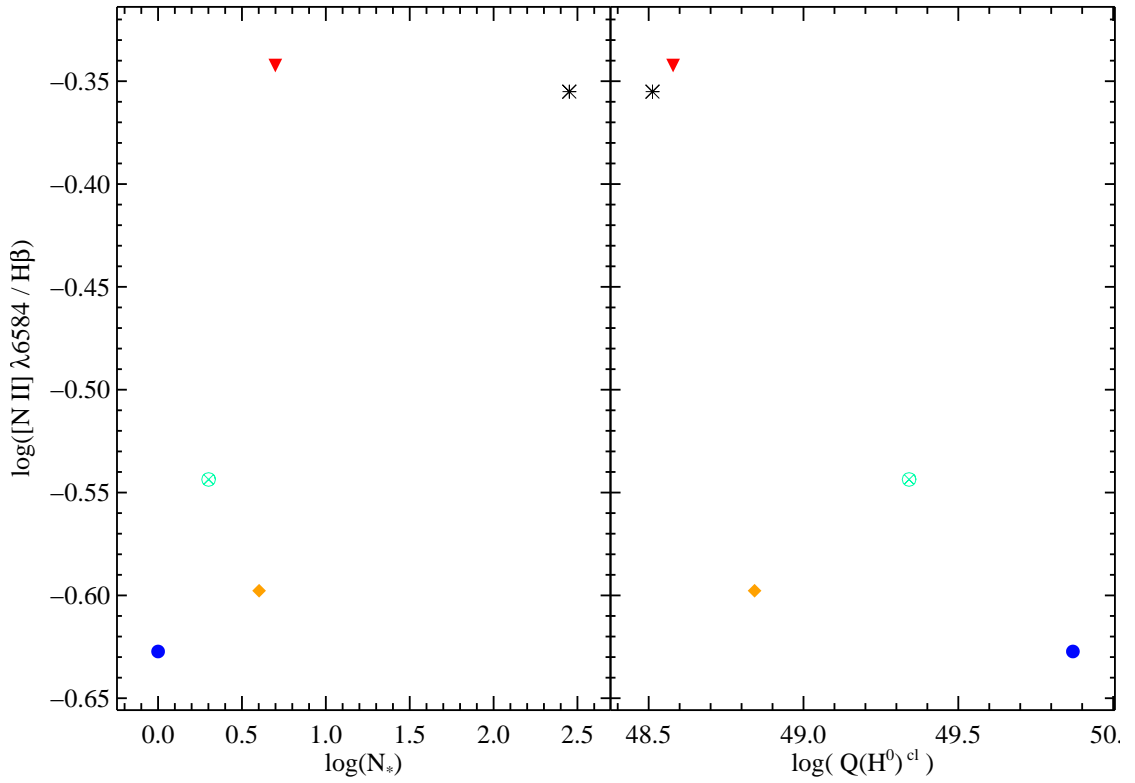


FIGURA 2.8: Intensidad de la línea $[O\ III] \lambda 5007 \text{ \AA}$ con respecto a $H\beta$ frente al número total de estrellas en el cúmulo (izquierda) y al número de fotones ionizantes (derecha) para las simulaciones del escenario de masa total de cúmulo fija. Asterisco: simulación con modelo de síntesis; Triángulo rojo invertido: simulación con estrellas de $20 M_{\odot}$; Diamante naranja: simulación con estrellas de $25 M_{\odot}$; Círculo con aspa verde: simulación con estrellas de $50 M_{\odot}$; Círculo azul: simulación con estrella de $100 M_{\odot}$.

Por otra parte las líneas $[O\ II] \lambda 3727 \text{ \AA}$ (2.9) y $[N\ II] \lambda 6584 \text{ \AA}$ (2.10) en la simulación con modelo de síntesis no tienen un comportamiento parecido al que tienen en las simulaciones con estrellas de 50 y $100 M_{\odot}$. Esto es debido a que la intensidad del continuo ionizante no es lo suficientemente alta como para que la proporción entre N^+ y N^{++} en el caso de $[N\ II] \lambda 6584 \text{ \AA}$, y de O^+ y O^{++} en el caso de $[O\ II] \lambda 3727 \text{ \AA}$, sean semejantes a las de las simulaciones con las estrellas más masivas. Debido a que hay menos fotones capaces de ionizar dos veces el nitrógeno y el oxígeno que en las simulaciones con las estrellas más masivas, hay más iones O^+ y N^+ capaces de emitir en $[N\ II] \lambda 6584 \text{ \AA}$ y $[O\ II] \lambda 3727 \text{ \AA}$.

La intensidad relativa a $H\beta$ de la línea de $[O\ II] \lambda 3727 \text{ \AA}$ (2.9) exige una especial atención. Para las simulaciones con combinaciones de estrellas individuales, la intensidad de esta línea es máxima para la simulación con estrellas de $50 M_{\odot}$ (círculo con aspa verde), a continuación alcanza un valor mínimo para la simulación con estrellas de $25 M_{\odot}$ (rombo

FIGURA 2.9: Igual que la Fig. 2.8 para la línea [O II] λ 3727 Å.FIGURA 2.10: Igual que la Fig. 2.8 para la línea [N II] λ 6584 Å.

naranja), y aumenta para la simulación con estrellas de $20 M_{\odot}$ (triángulo rojo). El mínimo para la simulación con estrellas de $25 M_{\odot}$ es causado por el aumento de la intensidad de la línea $H\beta$ y la disminución de la intensidad absoluta, no relativa a $H\beta$, de $[O II] \lambda 3727 \text{ \AA}$, debido a que para la simulación con estrellas de $25 M_{\odot}$ el oxígeno pasa a estar principalmente en estado O^{++} . Al pasar a la simulación con estrellas de $50 M_{\odot}$, las intensidades absolutas de $[O II] \lambda 3727 \text{ \AA}$ y $H\beta$ aumentan, pero el aumento de $[O II] \lambda 3727 \text{ \AA}$ es más brusco que el de $H\beta$. La situación es distinta cuando pasamos a la simulación con una estrella de $100 M_{\odot}$, el aumento de $[O II] \lambda 3727 \text{ \AA}$ es más suave que el de $H\beta$. Este comportamiento de las intensidades da lugar a las variaciones del cociente $[O II] 3727 \text{ \AA}/H\beta$.

2.3.1.3. $Q(H^0)^{cl}$ fija

En este escenario el flujo ionizante es lo suficientemente alto para que la simulación con modelo de síntesis (estrella hueca negra) tenga unas intensidades más consistentes con las correspondientes a las simulaciones con estrellas de masa más alta.

En lo que respecta a las simulaciones cuyos continuos ionizantes tienen la forma correspondiente a una estrella individual, para $[O III] \lambda 5007 \text{ \AA}$ (Fig. 2.11 arriba) se observa un comportamiento similar al del escenario de masa fija.

Por el contrario, para la línea $[O II] \lambda 3727 \text{ \AA}$ (Fig. 2.11 abajo) hay cambios notables. El mínimo en las simulaciones con estrellas de $25 M_{\odot}$ (cuadrado naranja hueco) es aún más profundo. También baja la intensidad para la simulación con estrellas de $50 M_{\odot}$. Ambos efectos se deben a que al aumentar el $Q(H^0)$ aumenta la razón O^{++}/O^+ favoreciéndose la emisión de líneas del O^{++} en detrimento de las de O^+ . En el caso de las simulaciones con estrellas de $20 M_{\odot}$, como el continuo ionizante no es lo suficientemente duro para ionizar destacablemente el O^+ , el incremento de $Q(H^0)$ se refleja en un aumento de la intensidad de la línea con respecto a los valores del escenario de masa fija. Los resultados para $[N II] \lambda 6584 \text{ \AA}$ (Fig. 2.12) se pueden explicar de forma análoga.

2.3.2. Diagramas de diagnóstico y comparación con mallas de modelos

Para poder analizar de manera simple los diversos espectros que hemos obtenido en nuestras simulaciones hemos usado diagramas de diagnóstico. Concretamente hemos

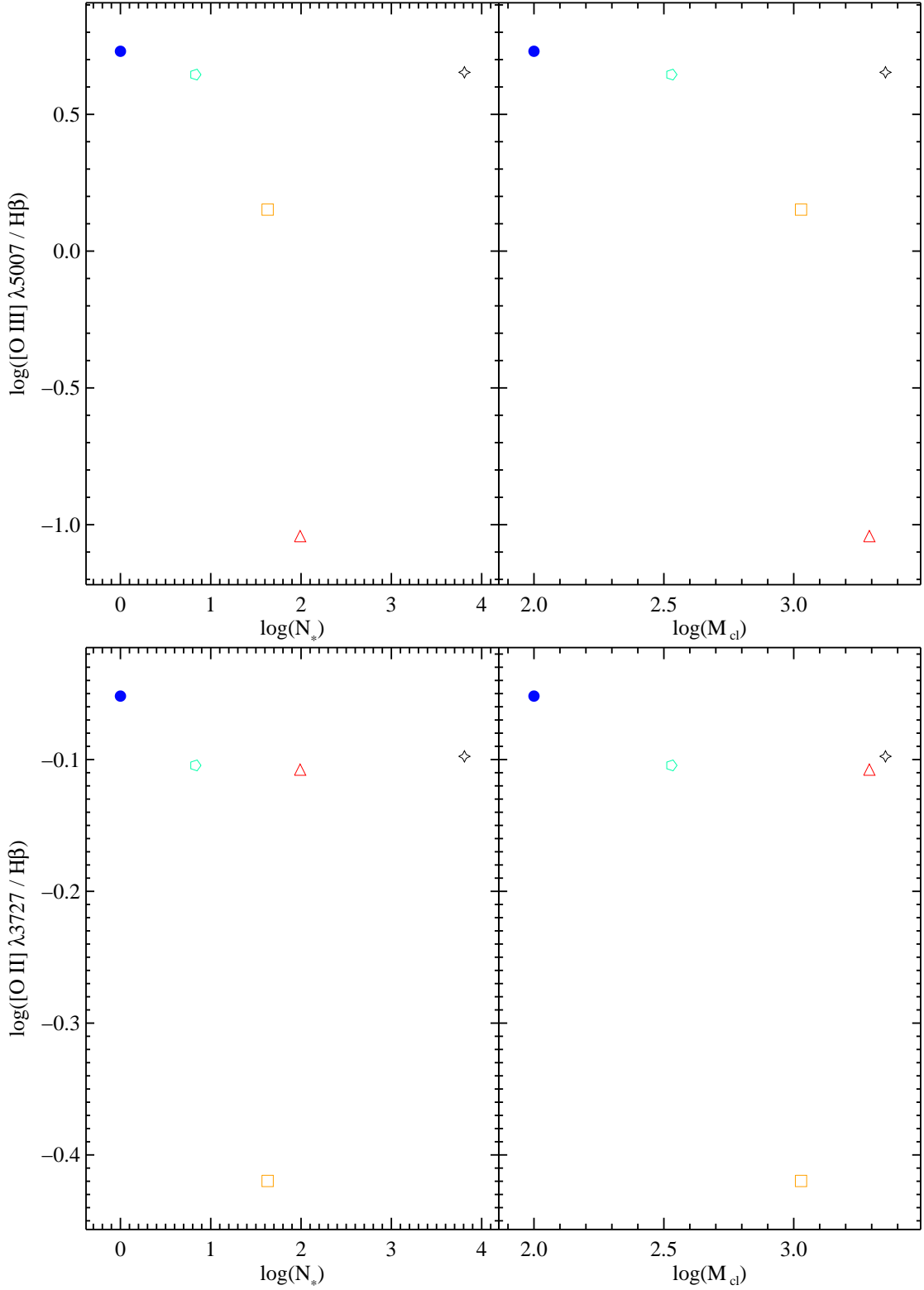


FIGURA 2.11: Intensidades de $[O\ III] \lambda\ 5007\ \text{\AA}$ (arriba) y $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$ (abajo) con respecto a $H\beta$ frente al número total de estrellas en el cúmulo (izquierda) y a la masa del cúmulo (derecha) para las simulaciones del escenario de número de fotones ionizantes fijo. Estrella negra hueca: simulación con modelo de síntesis; Triángulo rojo hueco: simulación con estrellas de $20\ M_{\odot}$; Cuadrado naranja hueco: simulación con estrellas de $25\ M_{\odot}$; Pentágono verde hueco: simulación con estrellas de $50\ M_{\odot}$; Círculo azul: simulación con estrella de $100\ M_{\odot}$.

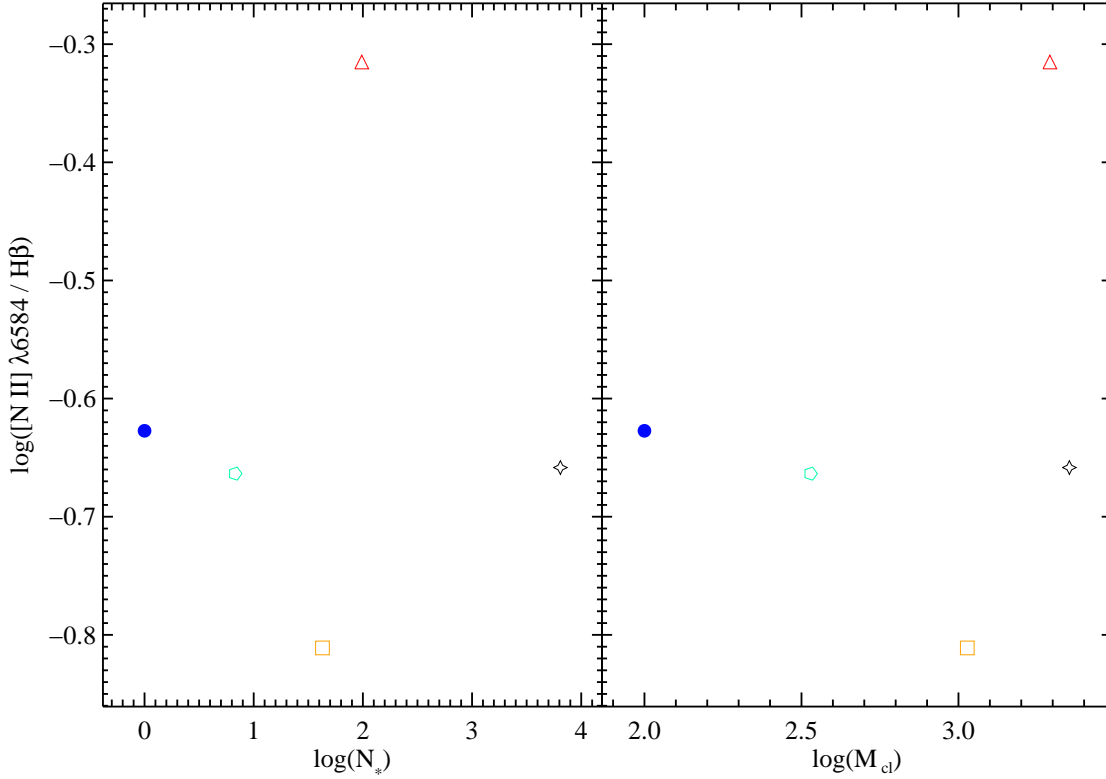


FIGURA 2.12: Igual que la Fig. 2.11 para la línea $[N\ II]\ \lambda\ 6584\ \text{\AA}$.

usado los diagramas de diagnóstico utilizados en [Dopita et al. \(2006a\)](#), ya que nos interesa comparar nuestros resultados con los de una malla que utilice los espectros ionizantes promedios a partir de un modelo de síntesis como el que dichos autores presentan en su trabajo. Dicha malla está parametrizada en R , definido por:

$$R = \frac{M_{cl}}{(P_0/k)}, \quad (2.8)$$

donde P_0 es la presión en el medio interestelar y k es la constante de Boltzmann. De esta forma se relacionan las propiedades de la fuente ionizante con las del gas. [Dopita et al. \(2006a\)](#) advierten de que sus modelos no son válidos para masas inferiores a $10^3 M_\odot$, precisamente por los efectos estocásticos que surgen cuando tenemos bajo número de estrellas.

En general podemos decir que los puntos correspondientes a simulaciones con modelos de síntesis, excepto la del escenario con número de estrellas fijo, siguen en todos los diagramas la tendencia de los casos que usan estrellas de $50 M_\odot$. Esto era de esperar pues, como ya se ha comentado anteriormente, los continuos ionizantes correspondientes

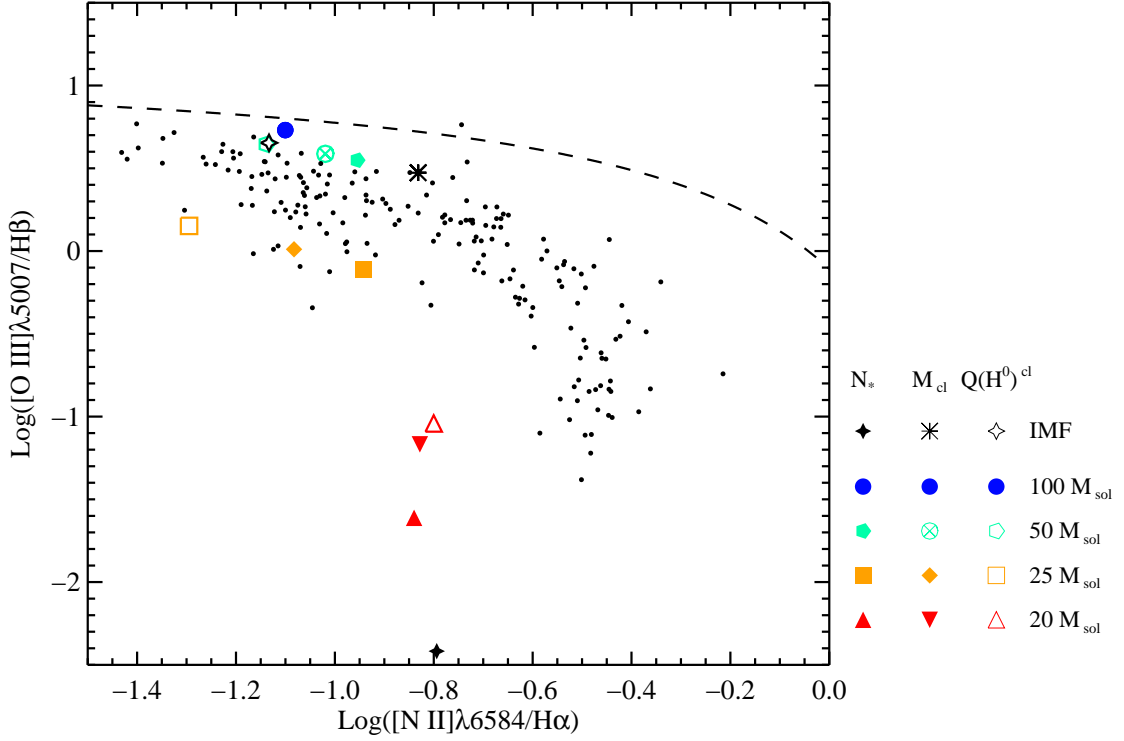


FIGURA 2.13: Diagrama de diagnóstico $[\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] \lambda 6584/\text{H}\alpha$ donde se comparan las simulaciones realizadas con los datos de van Zee et al. (1998) (puntos negros). Con trazo discontinuo se muestra el límite teórico de la zona cubierta por regiones H II propuesta por Kewley et al. (2001).

son similares en forma (ver Figs. 2.1, 2.2 y 2.3) pero la intensidad del continuo también es relevante. Veremos a continuación cada diagrama más detalladamente.

En la Fig. 2.13 se muestra la posición de nuestras simulaciones en el diagrama diagnóstico clásico de $[\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] \lambda 6584/\text{H}\alpha$ propuesto por Baldwin et al. (1981). En este diagrama las regiones H II siguen una secuencia bien definida, como se puede ver en la muestra de van Zee et al. (1998) representada mediante puntos negros. Las regiones H II de dicha muestra quedan por debajo de la curva teórica de Kewley et al. (2001) representada en la gráfica con línea discontinua y que limita la zona que podrían ocupar las regiones H II en este diagrama. Como se puede ver, nuestras simulaciones caen también por debajo de dicha curva y siguen la tendencia de los puntos observacionales de van Zee et al. (1998), con las excepciones de los casos correspondientes a las simulaciones con continuos ionizantes menos intensos (simulaciones correspondientes a estrellas de $20 M_{\odot}$ y simulación con modelo de síntesis del escenario de número de estrellas fijo). Esto puede ser debido a que los datos de van Zee et al. (1998), al ser de regiones H II en

otras galaxias, tiene un sesgo observacional hacia las regiones H II más brillantes que en general se corresponden con aquellas ionizadas por los continuos más intensos.

Es de destacar la gran dispersión que presentan nuestros modelos, en especial en el cociente $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ donde es equiparable a la de la muestra completa de [van Zee et al. \(1998\)](#). Como veremos más adelante la misma situación se repite para los diagramas: $[\text{O III}] 5007/[\text{N II}] 6584$ vs. $[\text{N II}] 6584/[\text{O II}] 3726, 3729$; $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] 6584/[\text{O II}] 3726, 3729$; y $[\text{O III}] 5007/[\text{O II}] 3726, 3729$ vs. $[\text{N II}] 6584/[\text{O II}] 3726, 3729$, todos ellos usados en [Dopita et al. \(2006a\)](#) para estimar edades y metalicidades.

Para ilustrar más detalladamente las implicaciones de la dispersión de los resultados en la Fig. 2.14, mostramos de nuevo el diagrama $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] 6584/\text{H}\alpha$ con la malla de [Dopita et al. \(2006a\)](#) correspondiente al valor de R que, a metalicidad solar y edad 0.2 Ma (la menor considerada en la malla), reproduce mejor la posición de nuestra simulación de Cloudy con el continuo ionizante medio obtenido con el modelo de síntesis ($\log R=-2$ para modelos con M_{cl} fija y $\log R=2$ para los modelos con $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ fija). En la gráfica correspondiente al escenario de N^{cl} fija no se muestra ninguna malla porque la simulación con modelo de síntesis de dicho escenario es tan extrema que su posición no puede reproducirse con ninguno de los valores de R usados por [Dopita et al. \(2006a\)](#). Los diferentes valores de R que ajustan a los escenarios de masa y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ fija responde en parte a la diferencias entre las masas asociadas a las simulaciones con modelos de síntesis en cada caso (100 y 2252 M_{\odot} respectivamente) y en parte a la evolución dinámica de la región H II, incluida en las simulaciones de [Dopita et al. \(2006a\)](#) pero no considerada en las nuestras.

En las gráficas las mallas están representadas con líneas negras, continuas para una misma metalicidad y discontinuas para una misma ead. En trazo más grueso se resaltan las curvas correspondientes a metalicidad solar y 0.2 Ma. Como referencia general en los diagramas usados, la edad de la malla de modelos aumenta de arriba hacia abajo y la metalicidad lo hace de izquierda a derecha.

La figura muestra las grandes diferencias entre las predicciones de la malla y los cúmulos formados por estrellas particulares. En particular, los modelos con continuo ionizante descritos con estrellas de 100 y 50 M_{\odot} están fuera de la zona cubierta por la malla en una región que correspondería a edades más jóvenes que las descritas en la malla. Por otro lado las simulaciones con una estrella de 20 M_{\odot} y con modelo de síntesis del escenario

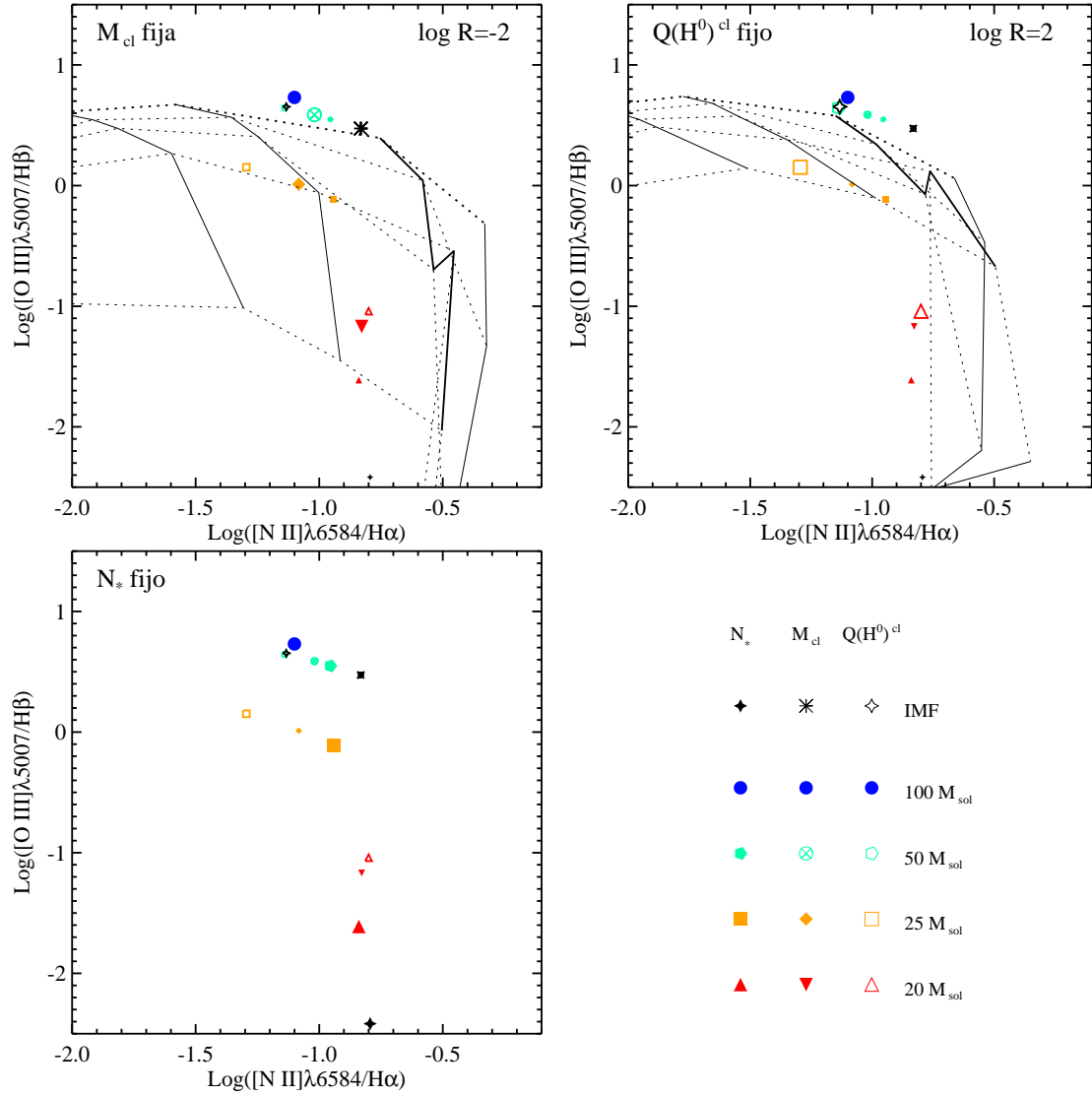


FIGURA 2.14: Diagramas de diagnostico $[\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] \lambda 6584/\text{H}\alpha$, donde resaltamos en cada gráfica uno de los tres escenarios considerados aumentando el tamaño de los símbolos correspondientes. En las gráficas correspondientes a los escenarios de M_{cl} fija y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ fija se incluyen la malla de [Dopita et al. \(2006a\)](#) que mejor ajusta (ver texto). Líneas continuas: curvas de igual metalicidad. Líneas discontinuas: curvas de igual edad. En trazo grueso se destacan las curvas correspondientes a Z_{\odot} y edad 0.2 Ma.

con N^{cl} fija también caen fuera de la malla cayendo en una zona correspondiente a edades más viejas. Para las simulaciones que están dentro de la zona cubierta por la malla, si se usara la malla para estimar edades y metalicidades, se les podría confundir con cúmulos viejos con una metalicidad más baja que la que realmente tienen.

El error en la estimación de la edad puede ser explicado fácilmente: el continuo ionizante medio producido por los modelos de síntesis tiene una gran contribución de estrellas en

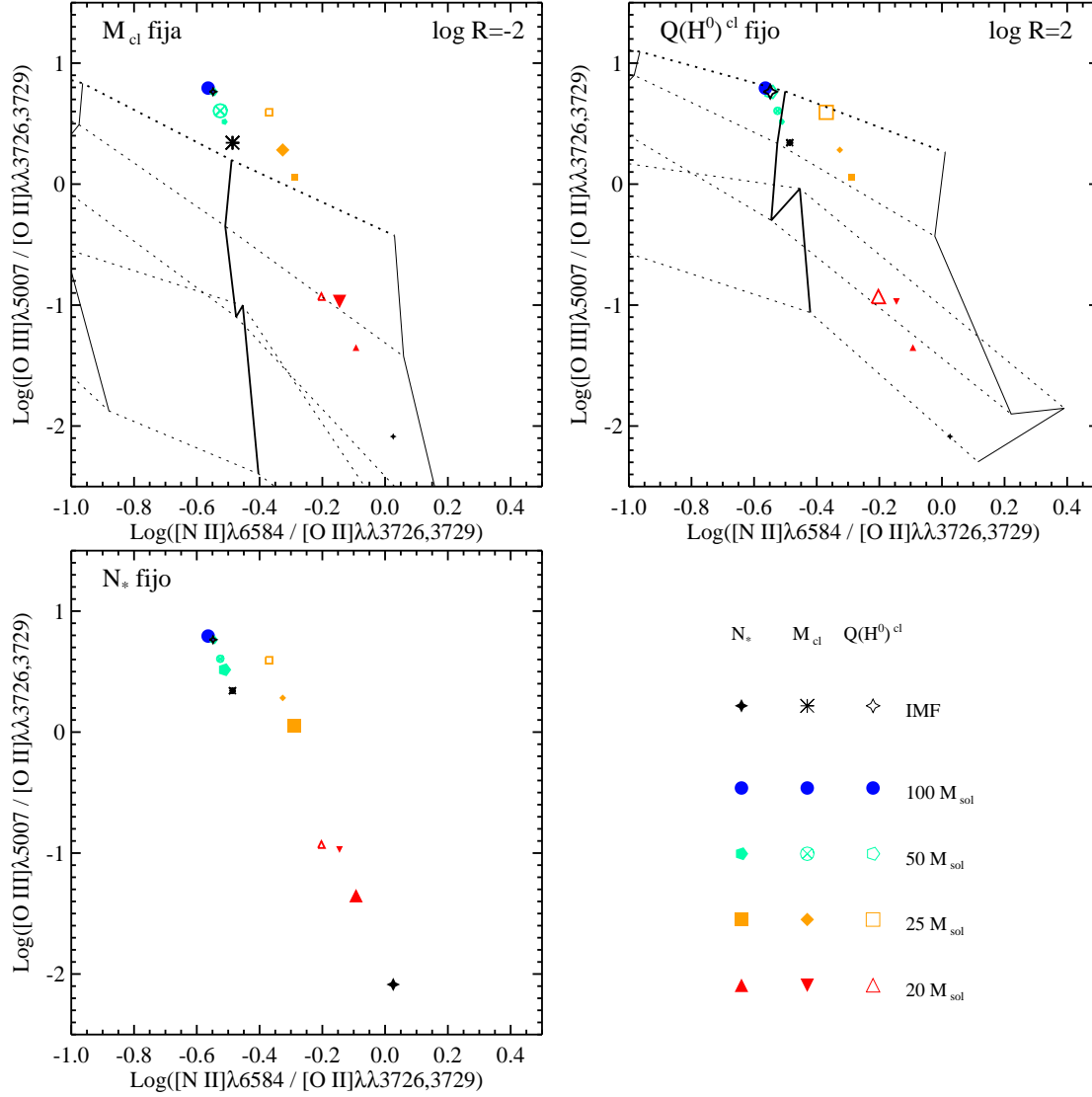


FIGURA 2.15: Diagramas de diagnóstico $[O\ III]\ 5007/[O\ II]\ 3726, 3729$ frente a $[N\ II]\ 6584/[O\ II]\ 3726, 3729$. Símbolos como en Fig. 2.14.

el turn-off de la secuencia principal (las más calientes en el cúmulo). A medida que el tiempo evoluciona, las estrellas en el turn-off se vuelven menos masivas y más frías, así el continuo ionizante medio se describiría mejor con estrellas de 25 y 20 M_{\odot} .

La situación es algo distinta para el diagrama $[O\ III]\ 5007/[O\ II]\ 3726, 3729$ frente a $[N\ II]\ 6584/[O\ II]\ 3726, 3729$ mostrado en la Fig. 2.15. Este diagrama fue propuesto por Dopita et al. (2000) para estimar la metalicidad y el parámetro de ionización y también se ha usado por Dopita et al. (2006a) para estimar edades. De nuevo, las mallas que mejor ajustan a las simulaciones con modelos de síntesis son $\log R=-2$ para el escenario de M_{cl} fija y $\log R=2$ para el escenario de $Q(H^0)^{cl}$ fija. Para $\log R=-2$ la inmensa mayoría de

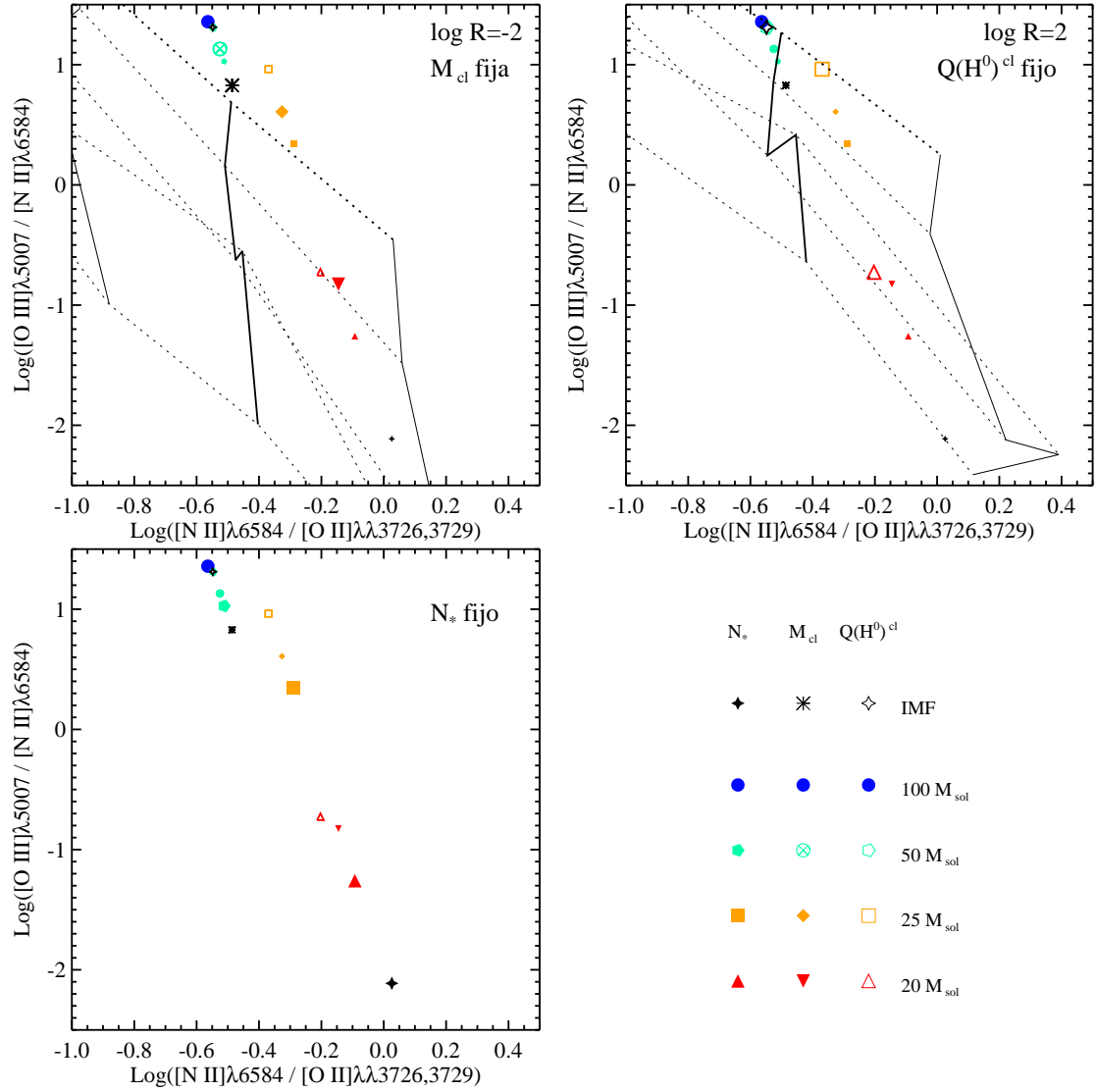


FIGURA 2.16: Diagramas de diagnóstico $[\text{O III}]\lambda 5007/[\text{N II}]\lambda 6584$ frente a $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda\lambda 3726, 3729$. Símbolos como en Fig. 2.14.

las simulaciones quedan fuera de la zona cubierta por la malla. Además, aquellas que caen dentro de la zona cubierta por la malla (simulaciones con estrellas de 20 M_{\odot} y simulación con modelo de síntesis y N^{cl} fija), podrían ser confundidas con regiones H II ionizadas por cúmulos más viejos y más metálicos. Por el contrario, para $\log R = 2$ todas las simulaciones caen dentro de la zona cubierta por la malla, pero de nuevo la dispersión en el eje vertical puede ser confundida con variaciones de edad. En lo que respecta a la metalicidad las mallas en este diagrama asignarían una metalicidad correcta para las simulaciones con estrellas de 50 M_{\odot} y la de una estrella de 100 M_{\odot} así como para las simulaciones con modelos de síntesis de los escenarios de M_{cl} y $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ fijas. Para el resto de las simulaciones, se estimarían metalicidades un poco por encima de la solar.

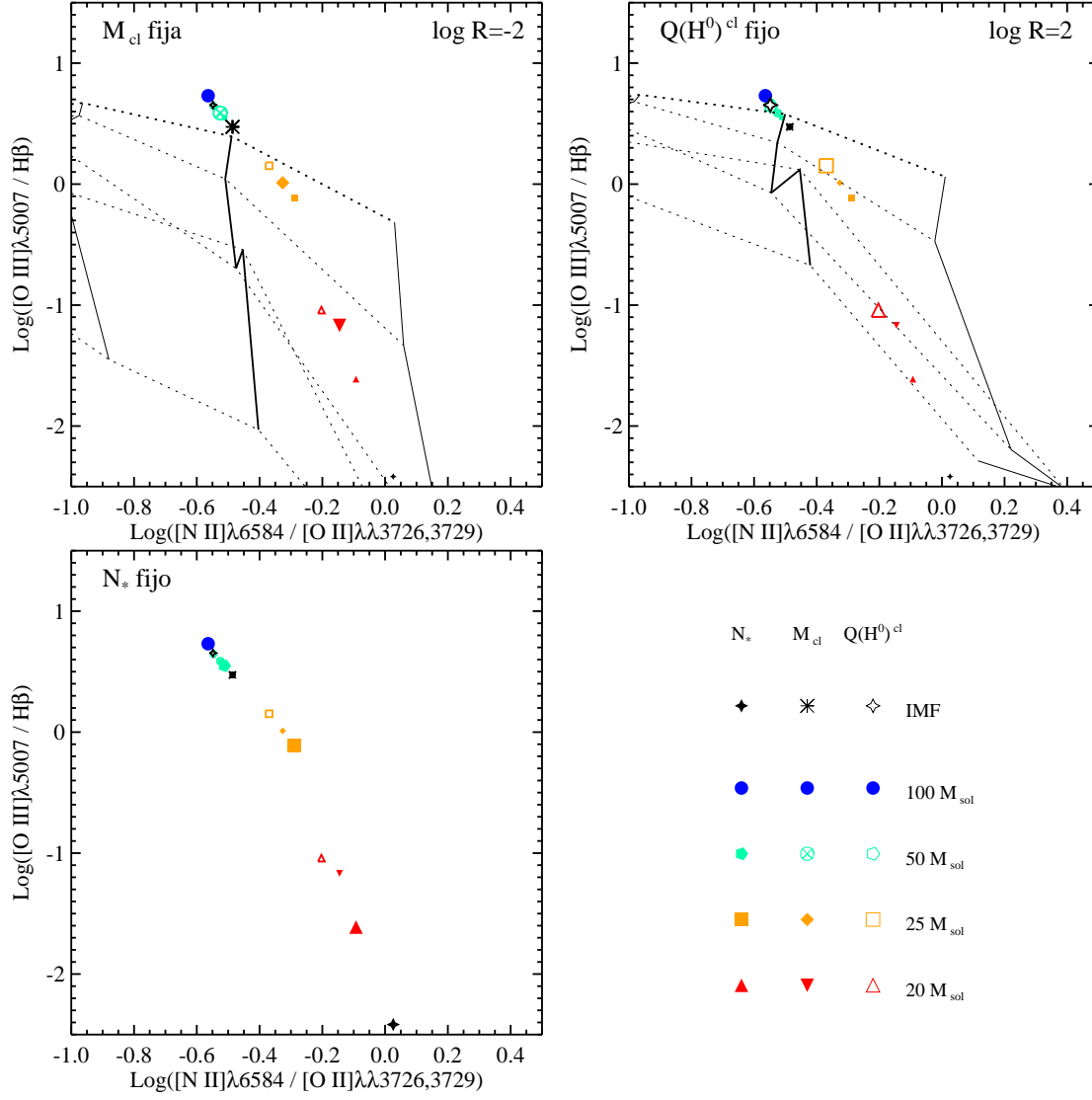


FIGURA 2.17: Diagramas de diagnóstico $[O\ III]\ 5007/H\beta$ frente a $[N\ II]\ 6584/[O\ II]\ 3726, 3729$. Símbolos como en Fig. 2.14.

Una situación muy similar se da en el diagrama $[O\ III]\ 5007/[N\ II]\ 6584$ frente a $[N\ II]\ 6584/[O\ II]\ 3726, 3729$, mostrado en la Fig. 2.16.

Por último, en la Fig. 2.17 se muestra el diagrama de diagnóstico $[O\ III]\ 5007/H\beta$ frente a $[N\ II]\ 6584/[O\ II]\ 3726, 3729$. De nuevo observamos que hay simulaciones que caen fuera de la malla y discordancias en edad y metalicidad en aquellas que sí caen dentro de la malla.

Vemos que los valores de metalicidad y de edad estimados para los modelos, especialmente los correspondientes a estrellas ionizantes de 20 y 25 M_{\odot} , no solo no son los correctos sino que además son distintos según los diversos diagramas. Esto ilustra el hecho de

que las mallas calculados con el continuo ionizante medio no son aplicables a cúmulos de baja masa, en los que es esperable que la distribución de masas difiera mucho de la predicha en base a la IMF.

2.4. Conclusiones

Con nuestras simulaciones ilustramos el hecho, ya conocido pero no siempre considerado, de que, debido a que el continuo ionizante de un cúmulo no siempre tiene la forma del continuo medio proporcionado por un modelo de síntesis, los espectros de líneas de emisión pueden variar de manera relevante.

Esta variación, tal y como se muestra en la Figs. 2.5, 2.6 y 2.7, no escala de forma lineal con la intensidad del continuo (valor de $Q(H^0)$). Volveremos sobre este punto en el capítulo 4.

La variedad de forma e intensidad del continuo es semejante a las que cabe esperar que exista en cúmulos reales debido a efectos de muestreo de la IMF. El resultado de estos efectos será pues una dispersión en los diagramas de diagnóstico que podría ser malinterpretada como variaciones de edad o metalicidad, afectando más a las estimaciones de edad que de metalicidad. Por otro lado, hemos visto que para que las simulaciones con modelos de síntesis den resultados coherentes con la forma de su continuo ionizante, hemos de tener masas de al menos alrededor de $1000 M_{\odot}$. En consecuencia, las mallas de modelos que usan el continuo ionizante de modelos de síntesis dan resultados sesgados cuando se utilizan para estimar propiedades individuales de cúmulos de baja masa, que son precisamente los más numerosos y los que están más afectados por efectos de muestreo.

Para poder interpretar mejor los espectros de las regiones H II y estimar correctamente sus propiedades es necesario pues estudiar la influencia de los efectos de muestreo, determinando en qué casos son relevantes y cómo actúan.

Capítulo 3

Efectos de muestreo en continuos ionizantes

3.1. Introducción

Tal y como hemos visto en el capítulo anterior, dependiendo del número y de la clase de estrellas ionizantes presentes en el cúmulo, i. e. de la intensidad y forma del continuo ionizante, podemos tener diferentes espectros de líneas de emisión. En este sentido nos podemos preguntar cuál es el efecto en el continuo ionizante, y por lo tanto en las posibles regiones H II, de tener un número pequeño de estrellas cuyas masas no muestrean completamente toda la distribución de masas estelares dada por una IMF.

Dejando para más adelante los casos de las galaxias y grandes regiones de formación estelar, y centrándonos en cúmulos estelares individuales, es lícito asumir que todas las estrellas han nacido en un mismo instante. Esto implica que la historia de formación estelar adopta la forma de una función delta de Dirac y se puede asignar una misma edad y metalicidad para todos los componentes del cúmulo, esto es, una población estelar simple (SSP, de sus siglas en inglés). Aunque en el caso de SSP la edad y la metalicidad de las estrellas componentes del cúmulo sean las mismas, sus masas estarán distribuidas según la IMF, y en consecuencia algunas de sus propiedades, como es el caso de la luminosidad del continuo ionizante, estarán también distribuidas. Por tanto la luminosidad total del cúmulo variará dependiendo de la distribución concreta de estrellas en el

cúmulo: es decir, la luminosidad total de un cúmulo con una masa dada no estará unívocamente determinada, sino que estará a su vez distribuida. Esta distribución se describe mediante una función de distribución de probabilidad de luminosidad que proporciona la probabilidad de que un cúmulo de una masa y edad dadas tenga una determinada luminosidad

Las bases teóricas para obtener la función de distribución de luminosidad de los cúmulos estelares ya han sido planteadas por [Cerviño & Luridiana \(2006\)](#). El método consiste en convolucionar la función de distribución de luminosidad estelar consigo misma tantas veces como estrellas haya en el cúmulo. Sin embargo la aplicación de dicho método no es simple. Sirva a modo de ejemplo el primer acercamiento que hicimos al problema, en el cual adoptamos una distribución de luminosidad estelar con una simple forma de ley de potencias. La manera más práctica de abordar las sucesivas convoluciones pasa por aplicar alguna transformada integral en cuyo espacio transformado la operación de convolución se simplifique. Realizando los cálculos en dicho espacio transformado y aplicando posteriormente la función antitransformada obtendríamos al final la distribución de luminosidad correspondiente. Tras evaluar distintas transformadas integrales (Laplace, Fourier, Hartley) optamos por usar la transformada de Fourier debido a que en su espacio transformado la convolución de dos funciones se convierte en el producto de las funciones transformadas, y la transformada de Fourier de una ley de potencias es bastante simple. Sin embargo, intentando obtener la distribución analíticamente, nos encontramos tras unas pocas operaciones con integrales muy complejas que, aun aplicando programas de cálculo (Matlab), no pudieron ser resueltas. También intentamos abordar el problema por medio de algoritmos de computación de transformadas rápidas de Fourier (FFT), pero debido al rango dinámico de las luminosidades a considerar (de 1 a 1000 L_{\odot}), los requisitos de memoria del proceso de cálculo aumentaban muy rápidamente a medida que se incluían nuevos componentes agotando los recursos de memoria disponibles tras pocas convoluciones.

Debido a estas dificultades para obtener directamente la distribución de luminosidad, hemos abordado el estudio de los efectos de muestreo por medio de simulaciones Monte Carlo de cúmulos y hemos estudiado estadísticamente las distribuciones de propiedades resultantes. Nos hemos centrado principalmente en las distribuciones de las propiedades del continuo ionizante de los cúmulos, porque estamos interesados especialmente en cómo

afectan al espectro de líneas de emisión de regiones H II. El trabajo que se presenta en este capítulo ha sido parcialmente publicado en Villaverde et al. (2010a).

3.2. Metodología

Para caracterizar el continuo ionizante de un cúmulo tenemos que describir su forma y su intensidad. Para describir la intensidad hemos usado como parámetro la tasa total de fotones ionizantes de hidrógeno del cúmulo ($Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$), obtenido mediante la suma de las tasas de fotones ionizantes de hidrógeno de las estrellas individuales del cúmulo ($Q(\text{H}^0)^*$). Para describir la forma del continuo ionizante hemos usado, además de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$, la tasa total de fotones ionizantes del helio ($Q(\text{He}^0)^{\text{cl}}$), que es el número de fotones ionizantes emitidos por encima del límite de Lyman del He I a 504 Å, obteniéndola de forma análoga al $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$. Con estos parámetros podemos definir la temperatura efectiva del cúmulo, $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$, como la temperatura efectiva de una estrella de referencia, $T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$, que tiene el mismo cociente $Q(\text{He}^0)/Q(\text{H}^0)$ que el cúmulo (Mas-Hesse & Kunth 1991). En el apartado 3.2.1 trataremos con más detalle las escalas de referencia de $Q(\text{H}^0)^*$, $Q(\text{He}^0)^*$, y temperatura efectiva.

Para estimar la distribución de estos parámetros, hemos realizado un total de dos millones de simulaciones Monte Carlo de cúmulos con metalicidad solar y edad cero en el rango de masas entre 20 y $10^6 M_{\odot}$. El límite inferior del rango de masas se ha elegido igual a $20 M_{\odot}$ porque ésa es aproximadamente la masa mínima que ha de tener una estrella para generar una región H II. Además eligiendo dicho límite inferior evitamos que posibles efectos de borde que surjan en las simulaciones Monte Carlo afecten a casos con masas mayores. El límite superior de masa coincide con el orden de masas de los cúmulos más masivos. Aunque se han detectado cúmulos con masa incluso del orden de $10^7 M_{\odot}$ (Bastian et al. 2006; Maraston et al. 2004) dichos objetos podrían haberse formado por otros mecanismos como puede ser la fusión de cúmulos (Elmegreen et al. 2000; Fellhauer & Kroupa 2005). Las masas de los cúmulos siguen una distribución de probabilidad dada por una ICMF con forma $dN/dM_{\text{cl}} \propto M_{\text{cl}}^{-2}$ (Lada & Lada 2003). Al incluir una ICMF similar a la observada podemos obtener una idea más realista de la distribución de las propiedades en casos reales.

Hemos dividido las simulaciones en dos bloques de un millón de simulaciones cada uno. El primer bloque, que hemos llamado de baja masa, abarca cúmulos desde 20 a $10^4 M_\odot$ y el segundo, denominado de alta masa, desde 10^3 a $10^6 M_\odot$. Hemos realizado un número elevado de simulaciones en cada bloque de la ICMF para minimizar los efectos de muestreo sobre ésta, los cuales no consideraremos en este trabajo.

La masa del cúmulo de cada simulación y la distribución de masas de las estrellas del cúmulo se obtienen siguiendo el siguiente proceso. En primer lugar se muestrea aleatoriamente la ICMF obteniendo así una masa preliminar de cúmulo, $M_{cl;0}$. A continuación, muestreamos una IMF con la forma dada por [Salpeter \(1955\)](#) con límite inferior de masa de $m_{inf}=0.15 M_\odot$ y límite superior de $m_{sup}=100 M_\odot$. El muestreo continúa hasta que la masa total del cúmulo (M_{cl}) supere la preliminar $M_{cl;0}$. Por lo tanto en cada simulación M_{cl} superará a $M_{cl;0}$, por un mínimo de $0.15 M_\odot$ y un máximo de $100 M_\odot$, que son respectivamente la masa estelar inferior y superior asumidas para la IMF.

A cada una de las estrellas del cúmulo se le asignan, en función de su masa, unos valores propios de $Q(H^0)^*$, $Q(He^0)^*$ y temperatura efectiva (T_{eff}^*). Con estos parámetros hemos caracterizado el continuo ionizante de cada estrella y nos han servido, como ya hemos explicado, para describir el continuo ionizante del cúmulo.

3.2.1. Calibración de las escalas de $Q(H^0)^*$, $Q(He^0)^*$ y T_{eff}

Para describir el continuo ionizante de los cúmulos, hemos asignado a cada cúmulo valores de $Q(H^0)^{cl}$, $Q(He^0)^{cl}$ y T_{eff}^{cl} , a partir de los valores de $Q(H^0)^*$ y $Q(He^0)^*$, de las estrellas individuales que formen el cúmulo. Para ello, necesitamos conocer cómo escalan $Q(H^0)^*$ y $Q(He^0)^*$ con la masa estelar (m^*), y también como lo hace el cociente $Q(He^0)^*/Q(H^0)^*$ con la T_{eff}^* .

Las estrellas de referencia usadas para construir dichas escalas son estrellas de la secuencia principal a edad cero (ZAMS), en analogía con [Mas-Hesse & Kunth \(1991\)](#). No obstante, hay que señalar que, aunque la escala de $T_{eff}^{*;ref}$ está construida con estrellas en la ZAMS, no deja de ser una mera convención y, por las razones que explicamos al final de esta sección, los resultados del análisis son generalizables, por lo que se puede aplicar a cúmulos de cualquier edad.

La escala de referencia se ha obtenido como se detalla a continuación:

1. La relación de $Q(\text{H}^0)^*$ con la masa estelar (m^*) ha sido obtenida usando los valores para la ZAMS publicados por [Díaz-Miller et al. \(1998\)](#) en su tabla 1, exceptuando los correspondientes a sus dos masas más bajas (por la razón explicada en el punto 2.I.b más abajo).
2. La relación de la $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ y el $Q(\text{He}^0)^*$ con m^* se ha obtenido, dependiendo de la masa estelar, de la siguiente forma:

I) Para estrellas de baja masa ($m^* < 20 M_{\odot}$):

- a) Los valores de $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ son los de la T_{eff}^* para estrellas en las ZAMS dados por [Díaz-Miller et al. \(1998\)](#).
- b) Los valores de $Q(\text{He}^0)^*$ han sido obtenidos de los valores correspondientes de $Q(\text{H}^0)^*$, $\log(g)$ y T_{eff}^* de [Díaz-Miller et al. \(1998\)](#) asumiendo la forma del continuo dado por las atmósferas ATLAS ([Kurucz 1991](#)).
- c) Hemos incluido una estrella de $0.15 M_{\odot}$ para cubrir el rango completo de masas estelares implícitas en la IMF. La $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ correspondiente es la T_{eff}^* de una estrella de $0.15 M_{\odot}$ en las trazas de [Girardi et al. \(2000\)](#). Los valores de $Q(\text{H}^0)^*$ y $Q(\text{He}^0)^*$ para esta masa han sido obtenidos mediante extrapolación lineal en el plano $\log(m^*)$ - $\log Q(X)^*$ de los puntos para 2.6 y $2.9 M_{\odot}$ obtenidos en los puntos a) y b) anteriores. No hemos usado los dos puntos de menor masa de [Díaz-Miller et al. \(1998\)](#) porque la extrapolación en el plano $\log(m^*)$ - $\log(T_{\text{eff}}^*)$ obtenidos con esos puntos concuerda peor con la T_{eff}^* de una estrella de $0.15 M_{\odot}$. Esto se puede ver en la Fig. 3.1 donde se muestran las relaciones m^* - $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ usadas en este trabajo y en [Díaz-Miller et al. \(1998\)](#).

II) Para estrellas de alta masa ($m^* \geq 20 M_{\odot}$):

- a) Los valores de $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ han sido obtenidos directamente de la implementación en Cloudy ([Ferland et al. 1998](#)) de las atmósferas CoStar ([Schaeffer & de Koter 1997](#)), y de las trazas evolutivas asociadas. Los datos de entrada de Cloudy son la masa inicial y la edad (0.05 Ma en nuestro caso para representar la ZAMS) y con ellos se obtiene el modelo atmosférico correspondiente y la T_{eff}^* a partir de combinaciones de los modelos CoStar.

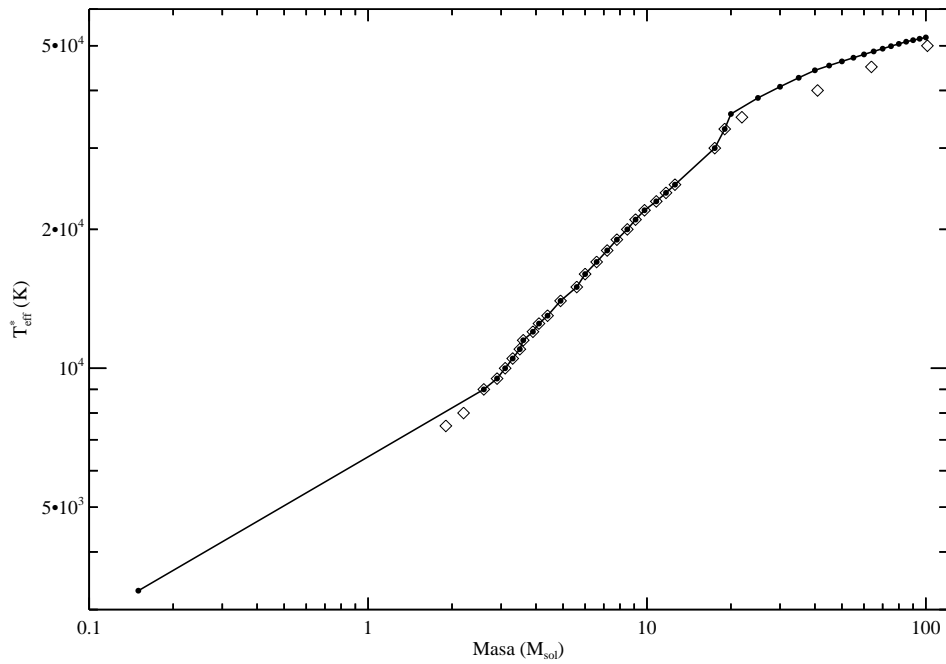


FIGURA 3.1: Relación entre masa estelar (m^*) y temperatura efectiva de referencia $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$. Con línea continua y puntos se representa la relación asumida en este trabajo. Como referencia se muestra con cuadrados los valores publicados por Díaz-Miller et al. (1998).

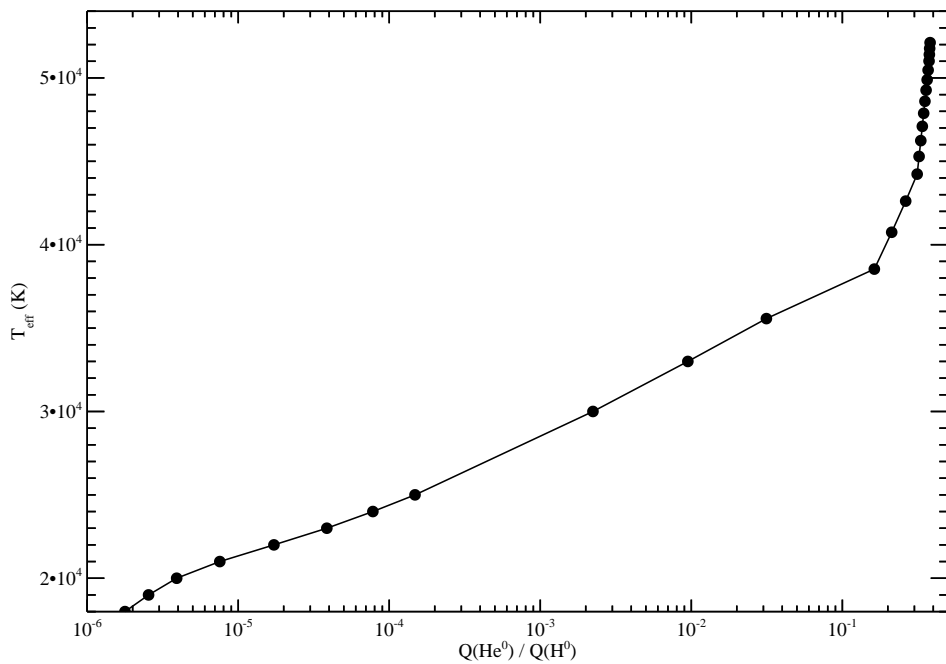


FIGURA 3.2: Relación entre $Q(\text{He}^0)/Q(\text{H}^0)$ y $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ para las estrellas individuales asumida en este trabajo.

- b) Los valores de $Q(\text{He}^0)^*$ han sido obtenidos del modelo de atmósfera resultante, asumiendo un nivel del continuo dado por el $\log Q(\text{H}^0)$ obtenido en el paso 1.

La relación $m^*-T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ y la escala de referencia $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ vs. $Q(\text{He}^0)/Q(\text{H}^0)$ resultantes se muestran en las Figs. 3.1 y 3.2 respectivamente. Nótese que la elección de los modelos de atmósfera define el valor de $Q(\text{He}^0)^*$ (ver Simón-Díaz & Stasińska 2008, para un estudio ilustrativo) y por lo tanto la escala de referencia $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$ vs. $Q(\text{He}^0)/Q(\text{H}^0)$. Aunque dicha elección es crítica para el estudio de la emisión detallada del espectro de líneas de emisión de estrellas individuales y cúmulos estelares, tiene un impacto menor en nuestro objetivo que es obtener una escala de referencia que permita una comparación autoconsistente de las propiedades ionizantes de estrellas individuales y cúmulos. Para este objetivo, cualquier escala de referencia sería válida siempre y cuando obedezca un requisito básico: proporcionar una relación no degenerada de $Q(\text{He}^0)^*$, $Q(\text{H}^0)^*$, y el cociente de ambos (y por lo tanto $T_{\text{eff}}^{*;\text{ref}}$) con las masas estelares individuales (y edad). En nuestro caso, el uso de las mallas de modelos de atmósferas de ATLAS y CoStar satisfacen este requisito; además, dichos modelos están implementados en Cloudy, lo que nos permite obtener de forma inmediata tanto el valor de $Q(\text{He}^0)^*$ como el espectro ionizante de las estrellas de referencia.

3.3. Resultados de las simulaciones Monte Carlo

3.3.1. Distribución de M_{cl} vs. N^{cl}

En la Fig. 3.3 se muestra la distribución del número de estrellas en el cúmulo (N^{cl}) frente a la masa del cúmulo (M_{cl}). Como cabía esperar, se observa una fuerte correlación lineal para N^{cl} alto, con una pequeña dispersión relativa. Sin embargo, para valores bajos de N^{cl} la dispersión aumenta y la gráfica se ensancha desdibujándose la correlación y mostrando claramente el hecho de que la masa de cúmulo está distribuida. Las bandas verticales se deben a que N^{cl} solo toma valores enteros. El corte horizontal a $M_{\text{cl}} = 20 M_{\odot}$ es debido a la limitación impuesta a la masa de los cúmulos. La discontinuidad que se observa a $N^{\text{cl}}=100$ es un efecto artificial provocado al pasar del binning lineal, usado a valores bajos de N^{cl} , a un binning logarítmico que es el usado a valores altos de N^{cl} . La

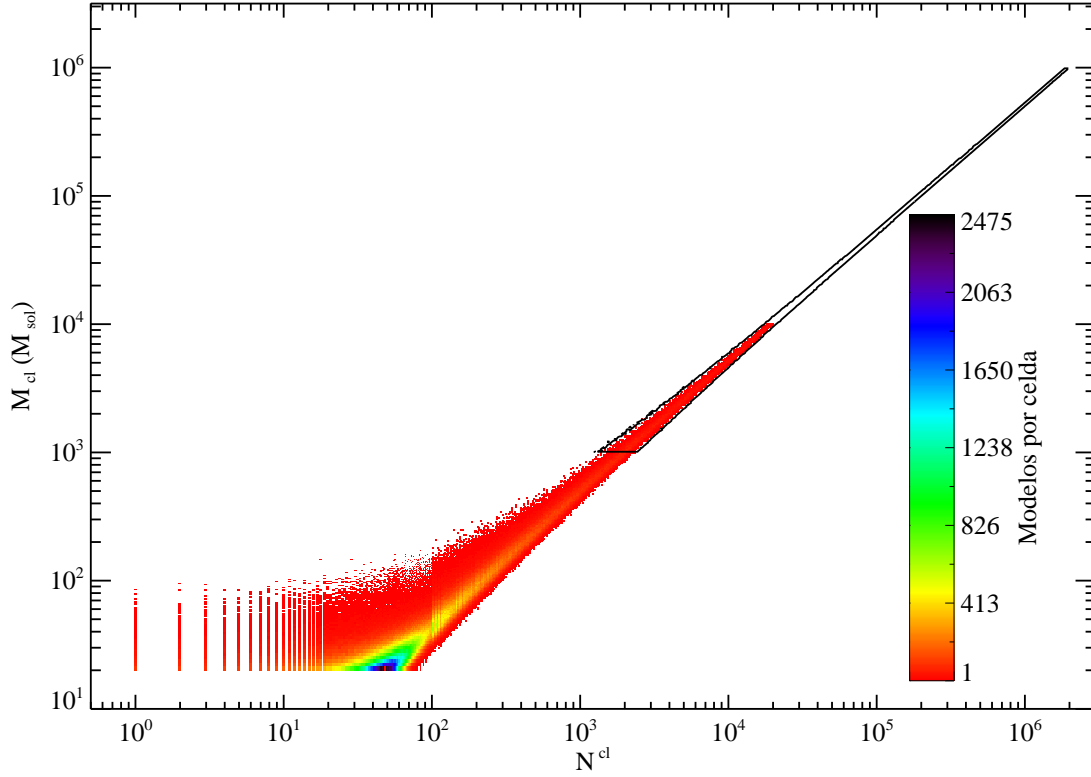


FIGURA 3.3: Diagrama de contornos para la distribución de M_{cl} y N^{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de simulaciones de baja masa. El contorno pintado con trazo continuo corresponde al conjunto de simulaciones de alta masa.

razón del uso de distintas formas de binning es conseguir una mejor visualización a bajo N^{cl} (binning lineal) y por otro lado reducir tiempo de cálculo (binning logarítmico).

3.3.2. Distribución de $Q(H^0)^{cl}$ vs. N^{cl}

En la Fig. 3.4 se muestra la distribución de $Q(H^0)^{cl}$ frente a N^{cl} para las simulaciones de baja (zona coloreada) y alta masa (contorno en negro). De nuevo se confirma la correlación que cabía esperar entre $Q(H^0)^{cl}$ y N^{cl} para N^{cl} alto. Pero a medida que disminuye N^{cl} aumenta la dispersión en $Q(H^0)^{cl}$. La condición impuesta de que la masa mínima de cúmulo sea $20 M_{\odot}$ se refleja en la distribución a masas bajas. Así una simulación con una única estrella como poco estará formada por una estrella de $20 M_{\odot}$ y tendrá el $Q(H^0)^{cl}$ correspondiente a esa estrella. Si la simulación tiene dos estrellas hay combinaciones de estrellas de menos de $20 M_{\odot}$ que cumplen la condición de masa mínima total pero dan un $Q(H^0)^{cl}$ total menor. A medida que aumenta N^{cl} hay más posibles combinaciones de estrellas de menor masa que cumplan la condición de masa mínima y por eso se

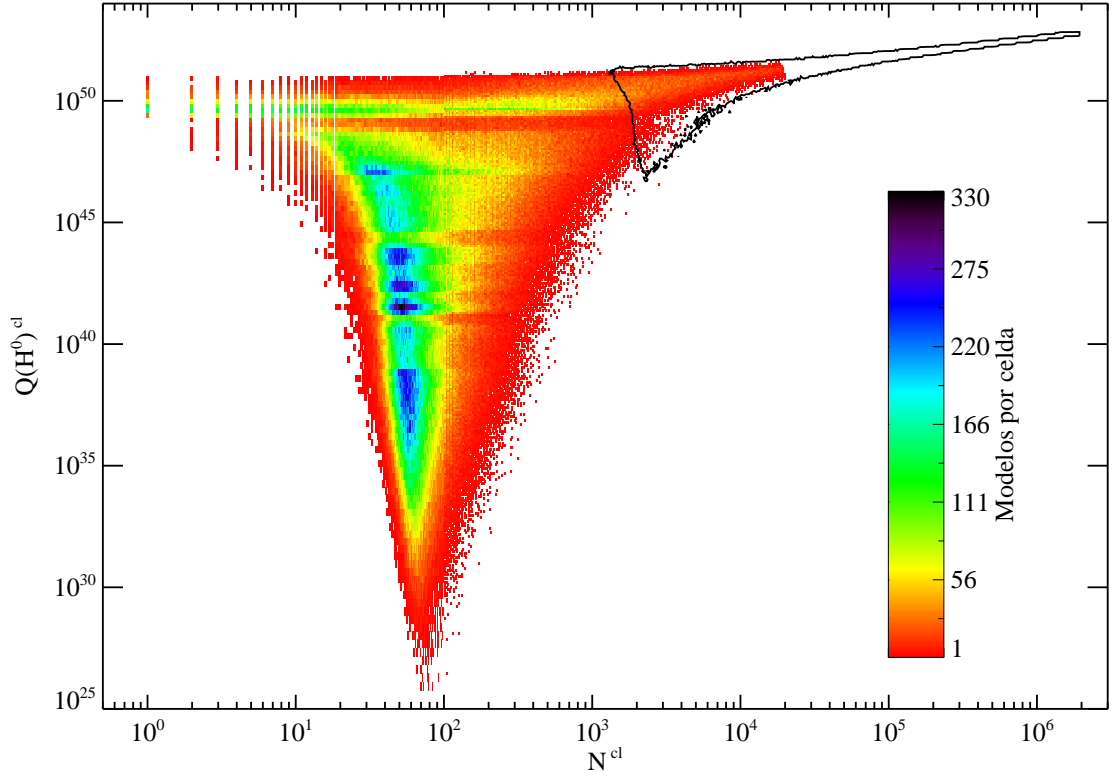


FIGURA 3.4: Diagrama de contornos para la distribución de $Q(H^0)^{cl}$ y N^{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de simulaciones de baja masa. El contorno pintado con trazo continuo corresponde al conjunto de simulaciones de alta masa.

obtienen $Q(H^0)^{cl}$ más bajos. Extendiendo esta tendencia tendríamos que el cúmulo con menor $Q(H^0)^{cl}$ que cumpliera la condición de masa impuesta sería uno con 200 estrellas de $0.1 M_{\odot}$. Pero dada la forma de la IMF la probabilidad de que se genere un cúmulo así es prácticamente nula. Esto provoca que en nuestras simulaciones la distribución del número de estrellas para un $Q(H^0)^{cl}$ dado tenga un máximo en valores de N^{cl} menores que el valor máximo de N^{cl} posible en ese caso. Por este motivo el valor mínimo de $Q(H^0)^{cl}$ de nuestras simulaciones se encuentra a un valor de N^{cl} menor que 200 ($N^{cl} \approx 75$). A partir de ese valor cada vez es más probable tener alguna estrella de mayor masa decreciendo la probabilidad de cúmulos formados exclusivamente por estrellas de baja masa y aumentando el valor de $Q(H^0)^{cl}$ en consecuencia.

Debido a este efecto de la condición impuesta a la masa mínima de cúmulo y al aumento natural de $Q(H^0)^{cl}$ con el número de estrellas, la distribución adquiere el aspecto triangular que se ve en la Fig. 3.4.

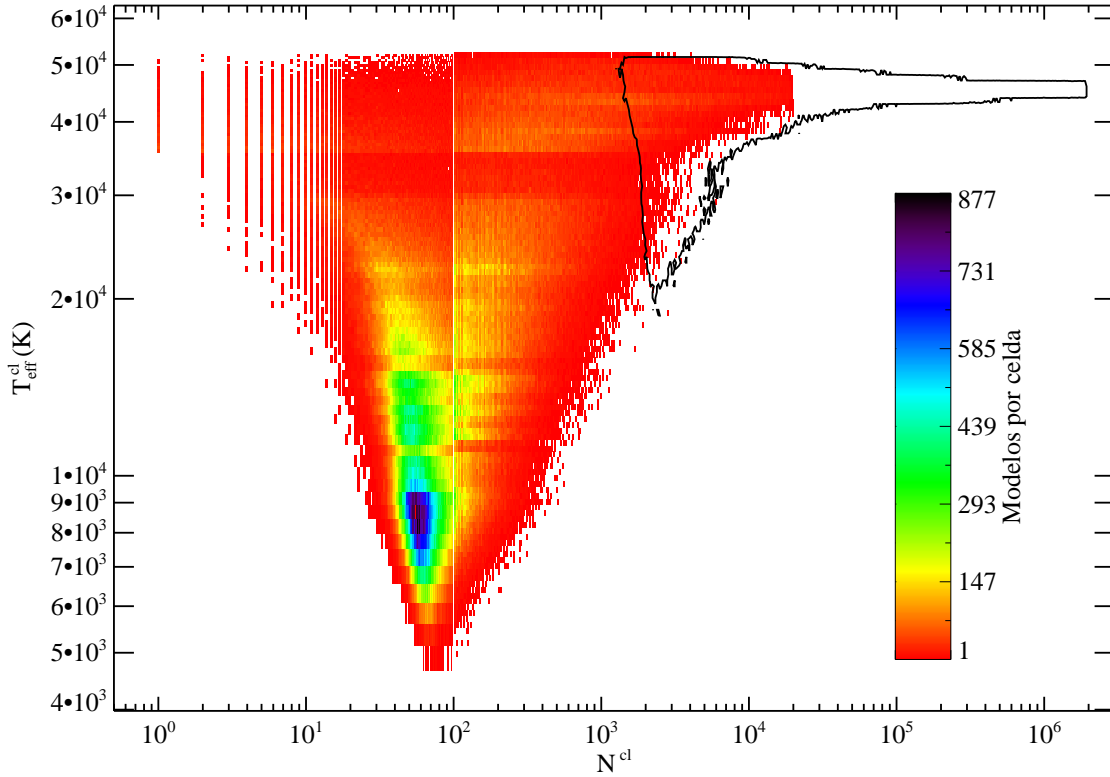


FIGURA 3.5: Diagrama de contornos para la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ y N^{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de simulaciones de baja masa. El contorno pintado con trazo continuo corresponde al conjunto de simulaciones de alta masa.

3.3.3. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ vs. N^{cl}

En la Fig. 3.5 se muestra la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ frente a N^{cl} para ambos conjuntos de simulaciones (de nuevo para el conjunto de alta masa solo se muestra el perfil de la zona cubierta por las simulaciones). Al igual que en la distribución de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}-N^{\text{cl}}$, se observa que ambos conjuntos de simulaciones tienen forma triangular. El lado izquierdo del triángulo es debido al límite de masa mínima impuesta en cada conjunto. Los cúmulos que definen la envolvente inferior para $N^{\text{cl}} \lesssim 100$ tienen masas cercanas a $20 M_{\odot}$, mientras que los de la envolvente superior tienen masas del orden de $100 M_{\odot}$. Debido a este efecto, los cúmulos con unas pocas estrellas presentan una $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ alta.

El lado izquierdo del conjunto de alta masa tiene una envolvente que está formada por cúmulos de $1000 M_{\odot}$. La parte derecha del triángulo que conforman las simulaciones es debida a que los cúmulos con mayor N^{cl} presentan una tendencia asintótica hacia el valor constante de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ que tendría un cúmulo con una población completamente muestreada.

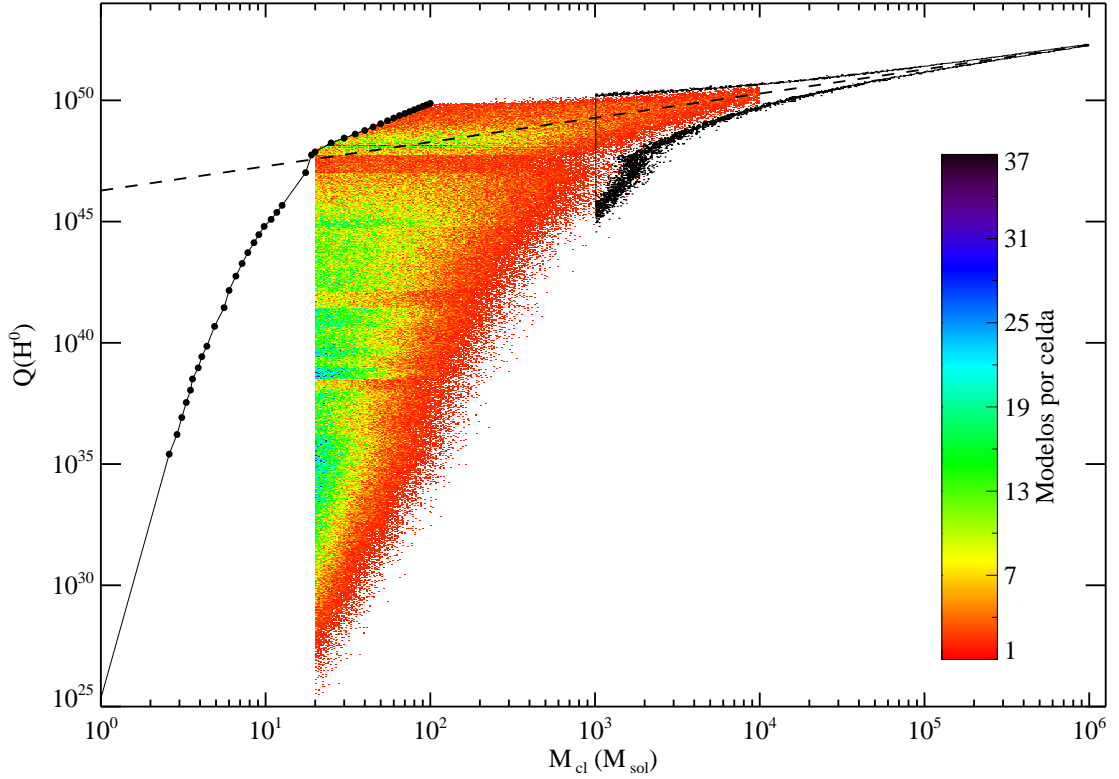


FIGURA 3.6: Diagramas de contornos para la distribución de $Q(H^0)^{cl}$ y M_{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de simulaciones de baja masa. El contorno pintado con trazo continuo corresponde al conjunto de simulaciones de alta masa. En línea discontinua se muestra la tendencia asintótica calculada con la $Q(H^0)^{cl}$ media de la distribución ($\langle Q(H^0)^{cl} \rangle$). Con línea continua y puntos se muestra la relación $Q(H^0)^*-m^*$ para las estrellas de referencia.

Esta tendencia asintótica nos indica que para cúmulos de alta masa T_{eff}^{cl} no depende de N^{cl} . Esto difiere del comportamiento de M_{cl} y $Q(H^0)^{cl}$ visto en las secciones anteriores.

3.3.4. Distribución de $Q(H^0)^{cl}$ vs. M_{cl}

En la Fig. 3.6 se muestra la distribución de $Q(H^0)^{cl}$ frente a M_{cl} . De nuevo observamos una fuerte correlación lineal debido a que ambas propiedades son proporcionales a altas masas, siguiendo por lo tanto una tendencia asintótica que hemos calculado con la media de la distribución $\langle Q(H^0)^{cl} \rangle$ (ver más abajo). Dicha tendencia está representada en la Fig. 3.6 mediante línea discontinua. A baja masa la dispersión relativa aumenta y la proporcionalidad se pierde. El corte vertical del lado izquierdo de las distribuciones se debe a las limitaciones impuestas a la masa de los cúmulos en cada conjunto (20 y 1000 M_{\odot} respectivamente). La curva continua con puntos es la relación $Q(H^0)^*-m^*$ que hemos definido en la sección 3.2.1. Esta curva coincide con la envolvente superior

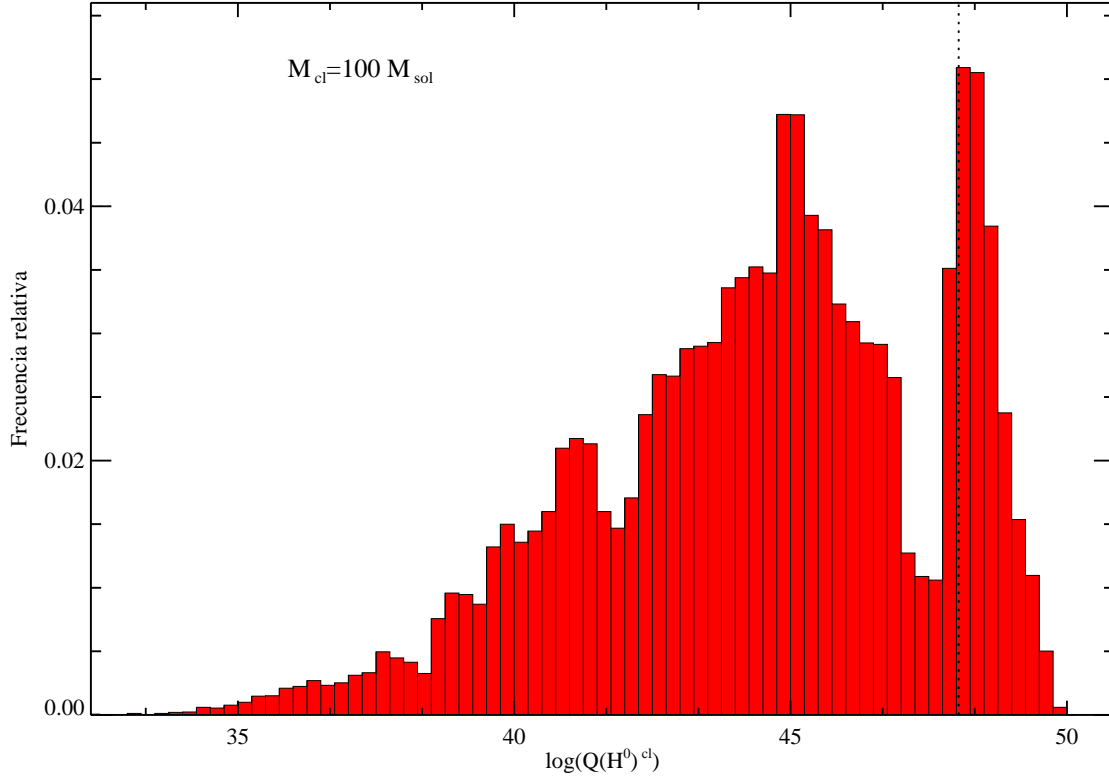


FIGURA 3.7: Distribución de $\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ para simulaciones con $M_{\text{cl}} \approx 100 M_{\odot}$. La línea vertical muestra el valor medio $\log \langle Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} \rangle = 48.04$ de la distribución.

de la distribución a valores de $M_{\text{cl}} \leq 100 M_{\odot}$. Este resultado es obvio, puesto que la distribución $M_{\text{cl}}-Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$, para cúmulos de masa menor a la masa máxima de una estrella individual ($100 M_{\odot}$ en nuestro caso) está limitada por los casos extremos de cúmulos compuestos por una única estrella con masa $m^* = M_{\text{cl}}$.

La Fig. 3.7 muestra la distribución de $\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ para cúmulos con $90 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 110 M_{\odot}$. Las frecuencias relativas han sido calculadas usando las simulaciones en dicho rango (40502 simulaciones). La posición del valor medio de la distribución $\langle Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} \rangle = 1.1 \times 10^{48} \text{ fot s}^{-1}$ ($\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} = 48.04$) está señalada con una línea discontinua vertical. Normalizando a la masa obtendríamos $\langle Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} \rangle = 1.1 \times 10^{46} \text{ fot s}^{-1} M_{\odot}^{-1}$ ($\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} = 46.04$). Este valor contrasta con el valor $\langle Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} \rangle = 1.9 \times 10^{46} \text{ fot s}^{-1} M_{\odot}^{-1}$ ($\log Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} = 46.27$) obtenido para los rangos de masa $10^3 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 1.1 \times 10^3 M_{\odot}$ y $4.5 \times 10^5 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 5.5 \times 10^5 M_{\odot}$, cuyos respectivos histogramas se muestran en las Figs. 3.8 y 3.9. Esta discrepancia es debida a que los cúmulos de baja masa son más numerosos debido a la forma de la ICMF. El valor medio normalizado obtenido de las simulaciones de alta masa ha sido utilizado para calcular la relación $\langle Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} \rangle - M_{\text{cl}}$ que

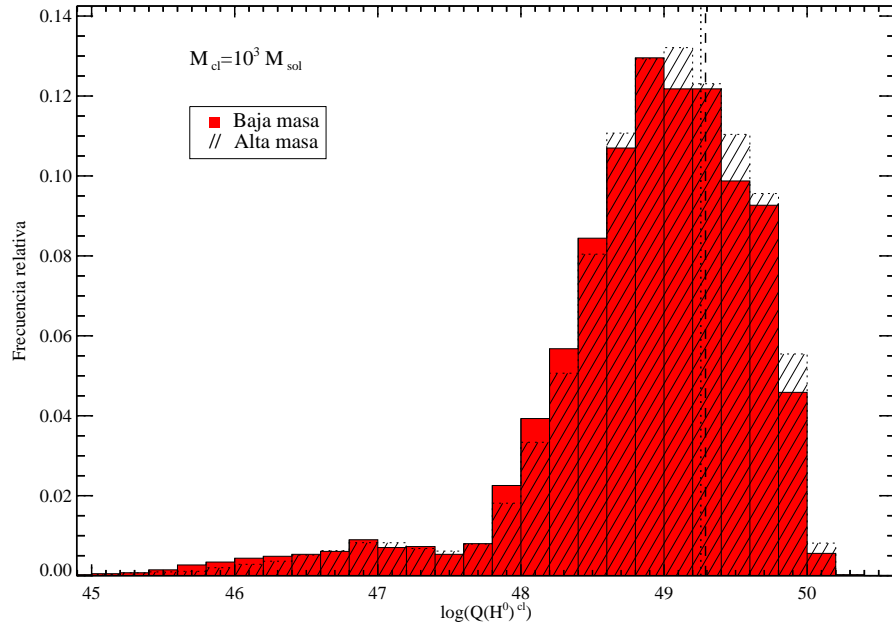


FIGURA 3.8: Distribución de $\log Q(H^0)^{cl}$ para simulaciones con $M_{cl} \approx 10^3 M_{\odot}$. La línea vertical discontinua muestra el valor medio $\log\langle Q(H^0)^{cl} \rangle = 49.29$ de la distribución obtenido con las simulaciones del conjunto de alta masa, mientras que la punteada muestra el valor medio $\log\langle Q(H^0)^{cl} \rangle = 49.26$ obtenido con el conjunto de baja masa. En color sólido se muestran los valores correspondientes al conjunto de baja masa y con trama rayada los correspondientes al de alta masa.

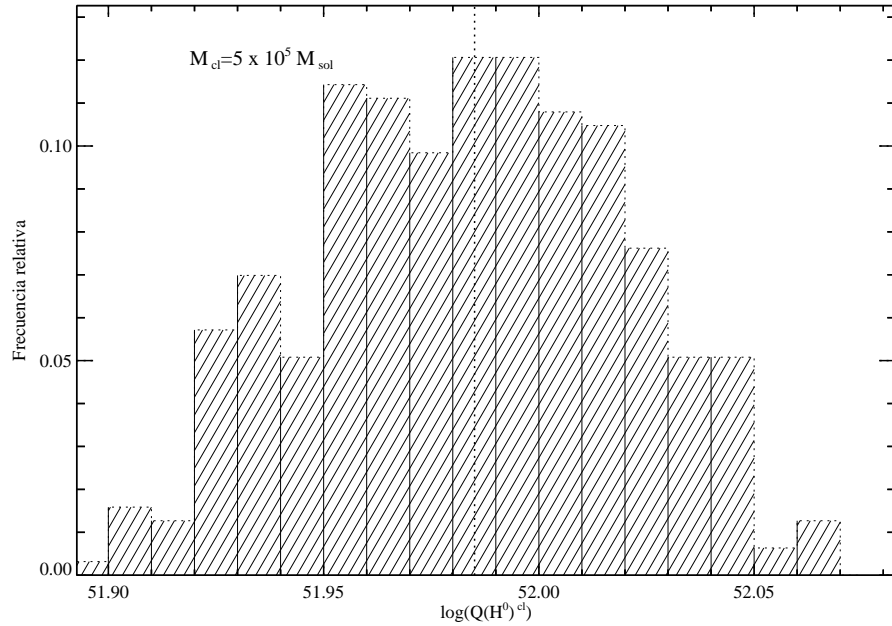


FIGURA 3.9: Distribución de $\log Q(H^0)^{cl}$ para simulaciones con $M_{cl} \approx 5 \times 10^5 M_{\odot}$. La línea vertical muestra el valor medio $\log\langle Q(H^0)^{cl} \rangle = 51.98$ de la distribución.

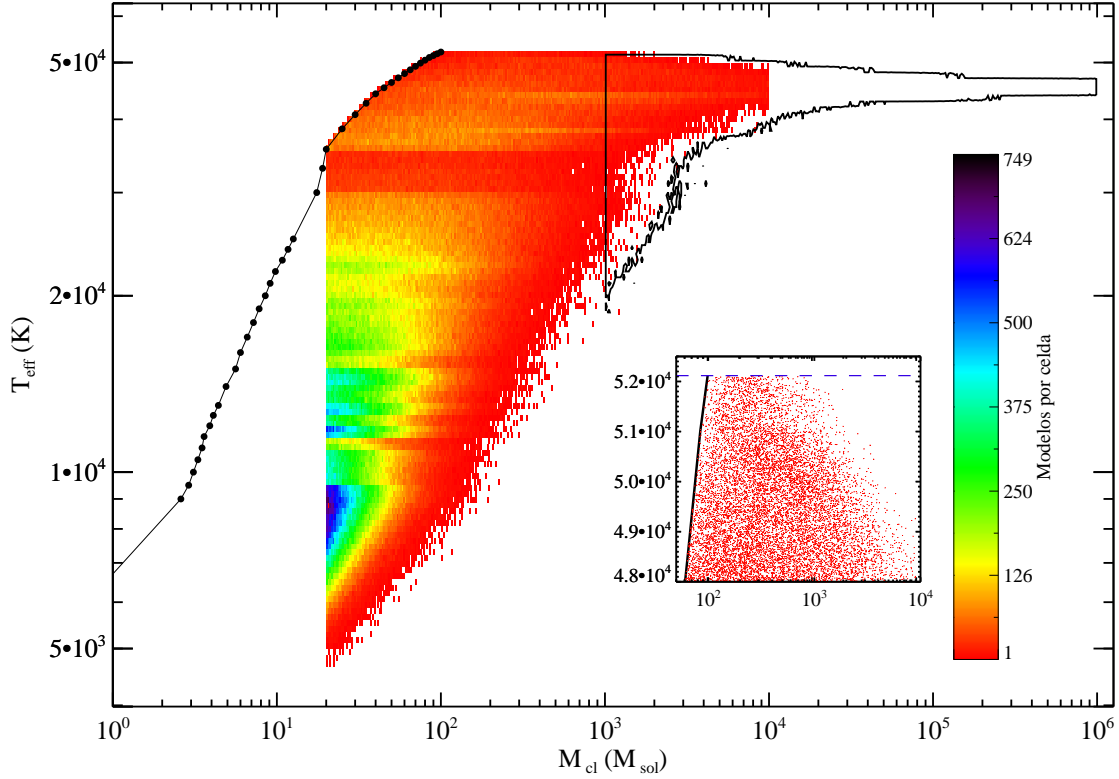


FIGURA 3.10: Diagrama de contornos para la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ y M_{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de simulaciones de baja masa. La línea continua con puntos es la relación $m^*-T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$ de referencia mostrada en la Fig. 3.1. Nótese que dicha relación define la envolvente superior de la distribución $T_{\text{eff}}^{\text{cl}} - M_{\text{cl}}$ a baja masa. El contorno pintado con trazo continuo corresponde al conjunto de simulaciones de alta masa (cf. Fig. 3.11). En la caja se muestra en detalle la zona cercana a $M_{\text{cl}}=100 M_{\odot}$, donde se alcanza el valor máximo de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$.

se muestra en la Fig. 3.6.

3.3.5. Distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ vs. M_{cl}

El área coloreada en la Fig. 3.10 muestra la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ frente a M_{cl} para el conjunto de baja masa. Como comparación también se dibuja el contorno del área cubierta por el conjunto de alta masa. En la Fig. 3.11 se muestra la misma distribución para el conjunto de alta masa pero con la codificación de colores invertida (área coloreada para el conjunto de alta masa y contorno en negro para el de baja masa). Al igual que en la Fig. 3.6, donde se mostraba la distribución de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ frente a M_{cl} , los bordes verticales de las distribuciones son debidos a la masa mínima impuesta a los cúmulos para cada conjunto de simulaciones ($20 M_{\odot}$ para el de baja masa y $10^3 M_{\odot}$ para el de

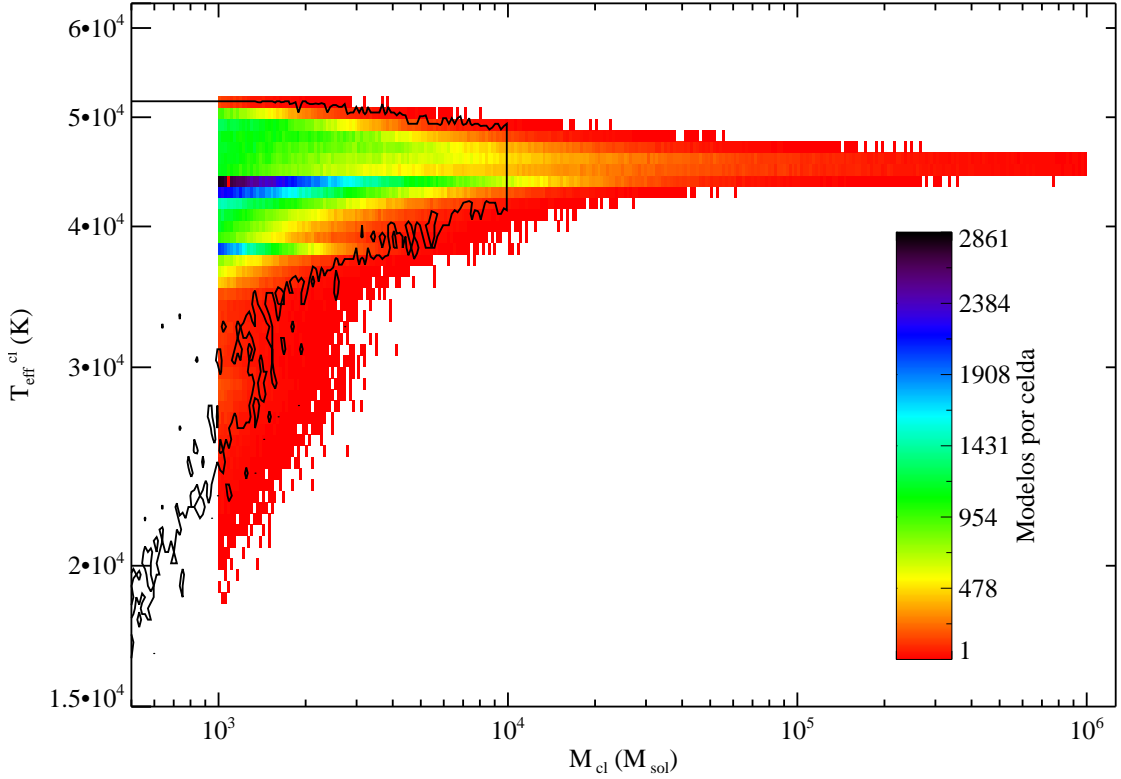


FIGURA 3.11: Diagrama de contornos para la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ y M_{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de simulaciones de alta masa. El contorno pintado con trazo continuo corresponde al conjunto de simulaciones de baja masa (cf. Fig. 3.10).

alta masa). De forma análoga a lo que ocurría en la Fig. 3.6, la escala de referencia de $m^* - T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$, que ya se mostró en la Fig. 3.1, conforma por las mismas razones expuestas en el apartado anterior, la envolvente de la distribución de $M_{\text{cl}} - T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para masas de cúmulos menores que el límite superior de masa de la IMF. De nuevo la distribución $M_{\text{cl}} - T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ está limitada por los casos extremos de cúmulos compuestos por una única estrella con masa $m^* = M_{\text{cl}}$. La $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ de un cúmulo compuesto por varias estrellas en general estará entre el mínimo y el máximo de la T_{eff}^* de las estrellas presentes en el cúmulo. En cualquier caso su valor exacto depende de la luminosidad relativa de los componentes del cúmulo. Por ejemplo, un cúmulo formado por una única estrella de $50 M_{\odot}$ va a tener una $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ similar a un cúmulo con una estrella de $50 M_{\odot}$ más, por ejemplo 20 estrellas de $5 M_{\odot}$ ($M_{\text{cl}} = 150 M_{\odot}$) puesto que tanto la $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ como la $Q(\text{He}^0)^{\text{cl}}$ están dominadas por la estrella de $50 M_{\odot}$; pero si el cúmulo estuviera formado por una estrella de $50 M_{\odot}$ más una estrella de $100 M_{\odot}$ (lo que también nos daría una $M_{\text{cl}} = 150 M_{\odot}$) la $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ será distinta al caso anterior, ya que ambas estrellas tienen una contribución no despreciable a $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ y $Q(\text{He}^0)^{\text{cl}}$ (aunque esta particular combinación de estrellas tenga una probabilidad baja

de existir dada la forma de la IMF).

La situación para los casos con $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ máxima se ilustra en la gráfica mostrada en el cuadro interno de la Fig. 3.10. En dicha gráfica se muestran las posiciones de las simulaciones individuales en la región alrededor del valor máximo de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$. La línea a trazos marca el valor máximo de $T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$, igual a 5.21×10^4 K. Como era de esperar, no hay simulaciones que tengan una $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ mayor que dicho valor pero, con la ICMF asumida, hay un número apreciable de cúmulos en el rango de masas $100 - 10^3 M_{\odot}$ con una $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ cercana a dicho valor máximo. Esto indica que dichos cúmulos tienen al menos una estrella de $\sim 100 M_{\odot}$ que domina el flujo ionizante. A medida que las contribuciones relativas de la mezcla estelar se van haciendo más homogéneas entre los cúmulos, la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ se estrecha más y más, tendiendo asintóticamente al valor de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ que se obtiene con una población completamente muestreada (para más detalles ver [Barker et al. 2008](#); [Cerviño & Luridiana 2006](#); [Cerviño & Valls-Gabaud 2009](#)). La escala de referencia de $m^*-T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$ no solo define la envolvente de la distribución del conjunto de baja masa, también produce la multimodalidad que se observa en la distribución. Las zonas de la distribución de $M_{\text{cl}}-T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ con menor población se corresponden con las zonas de mayor pendiente en la escala de referencia $m^*-T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$. Por ejemplo, la mayor pendiente que la escala de referencia $m^*-T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$ presenta en el rango de masas $17.5 - 20 M_{\odot}$, se refleja en un mínimo en la densidad de simulaciones de cúmulos con $T_{\text{eff}}^{\text{cl}} \sim 3 \times 10^4$ K. En este sentido la distribución de los modelos en $M_{\text{cl}}-T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ depende de la escala de referencia usada. Sin embargo, independientemente de la escala usada, i. e. de las atmósferas estelares elegidas, los modelos se acumularán en los valores de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ donde la relación $m^*-T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$ tenga menos pendiente.

Fijémonos en la distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para algunos rangos específicos de masa. Las Figs. 3.12, 3.13 y 3.14 muestran tres cortes de la distribución para tres valores de masa de cúmulo alrededor de 100 , 10^3 y $5 \times 10^5 M_{\odot}$ respectivamente. En la Fig. 3.12 los rangos de masa son $90 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 110 M_{\odot}$, con un total de 40502 simulaciones. En la Fig. 3.13, que incluye simulaciones de los conjuntos de baja y alta masa, hemos usado $900 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 10^3 M_{\odot}$ en el conjunto de baja masa con 4091 simulaciones, y $10^3 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 1.1 \times 10^3 M_{\odot}$ en el conjunto de alta masa con un total de 90621 simulaciones. Finalmente, el rango de masa en la Fig. 3.14 es $4.5 \times 10^5 M_{\odot} \leq M_{\text{cl}} \leq 5.5 \times 10^5 M_{\odot}$ con 373 simulaciones. En todos los casos se ha realizado una renormalización al número de simulaciones en el rango de masas considerado para facilitar la comparación.

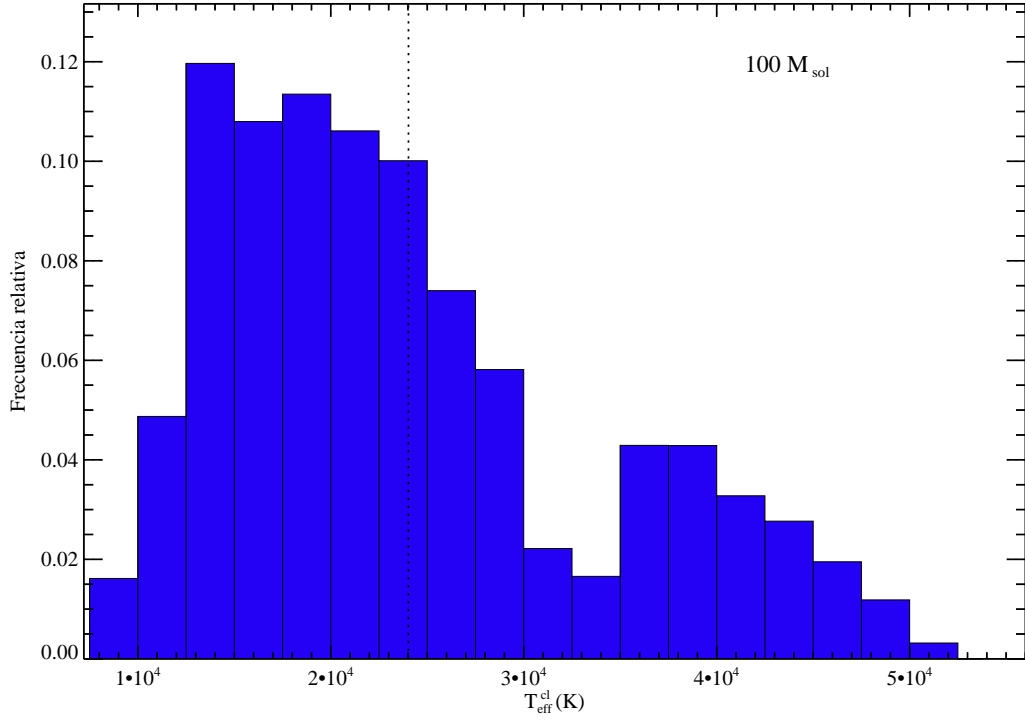


FIGURA 3.12: Histograma de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para cúmulos con $M_{\text{cl}} \approx 100 M_{\odot}$. En línea discontinua se muestra la media de la distribución.

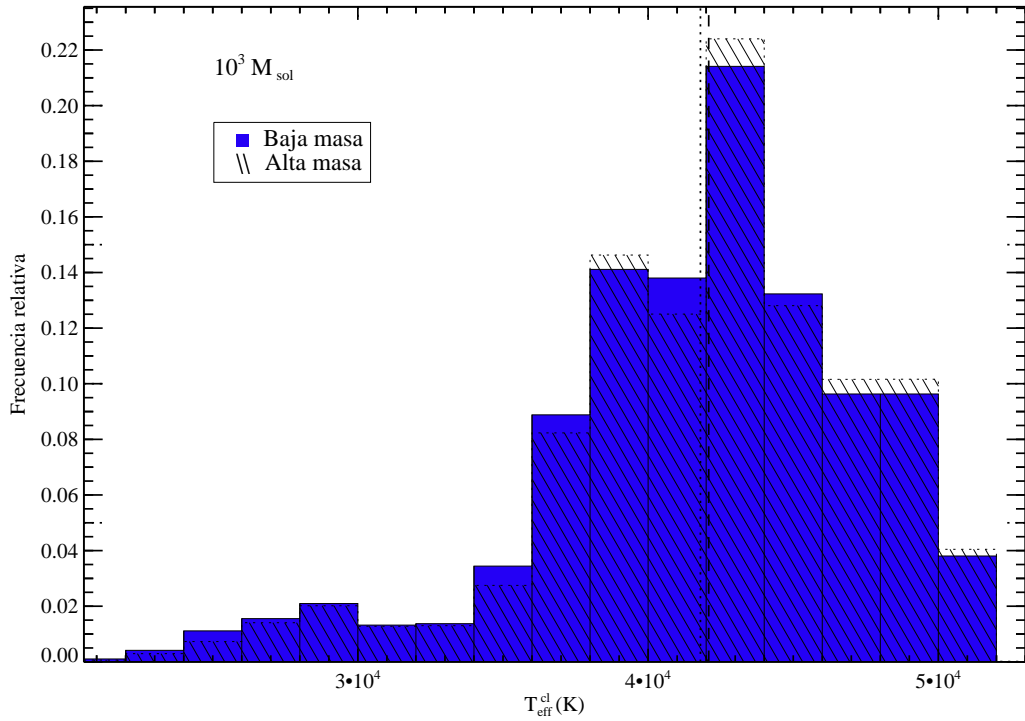


FIGURA 3.13: Histograma de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para cúmulos con $M_{\text{cl}} \approx 10^3 M_{\odot}$. En color sólido se muestran los valores correspondientes al conjunto de baja masa y con trama rayada los correspondientes al de alta masa. Las medias de las distribuciones se representan mediante línea de puntos para el conjunto de baja masa, y de rayas para el de alta masa.

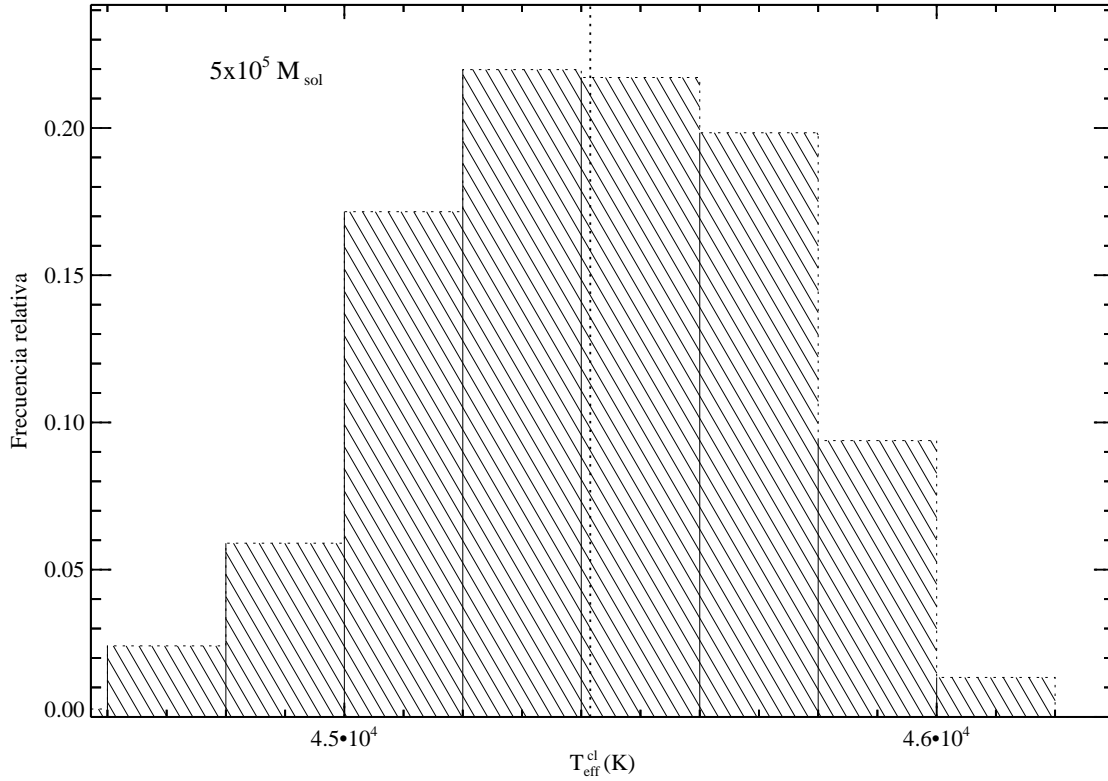


FIGURA 3.14: Histograma de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ para cúmulos con $M_{\text{cl}} \approx 5 \times 10^5 M_{\odot}$. En línea discontinua se muestra la media de la distribución.

La distribución de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ mostrada en la Fig. 3.12 abarca un amplio rango de valores que corresponde aproximadamente con la $T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$ de estrellas con masas entre 2 y 100 M_{\odot} . La distribución es bimodal con un valor medio de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ alrededor de 2×10^4 K, que está claramente desviado con respecto al valor asintótico de 4.54×10^4 K obtenido a partir de la media de $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ de los cúmulos con $M_{\text{cl}} > 10^5 M_{\odot}$ (ver [Cerviño & Valls-Gabaud 2003](#), para más detalles sobre esta clase de observaciones cuando el observable es obtenido mediante un cociente).

En el caso de M_{cl} próxima a $10^3 M_{\odot}$, la forma de las distribuciones es también bimodal, pero en este caso el valor medio es más consistente con el valor asintótico. Como se esperaba, esta bimodalidad desaparece en el caso de M_{cl} cercana a $5 \times 10^5 M_{\odot}$, donde solo permanece una pequeña asimetría (cf. [Cerviño & Luridiana 2006](#); [Cerviño & Valls-Gabaud 2003](#)). En el límite de altas masas la distribución será una gaussiana independientemente de la escala de $m^* - T_{\text{eff}}^{*,\text{ref}}$ usada.

En la Fig. 3.15 se muestra, para $M_{\text{cl}} \leq 10^3 M_{\odot}$, la frecuencia relativa de que un cúmulo

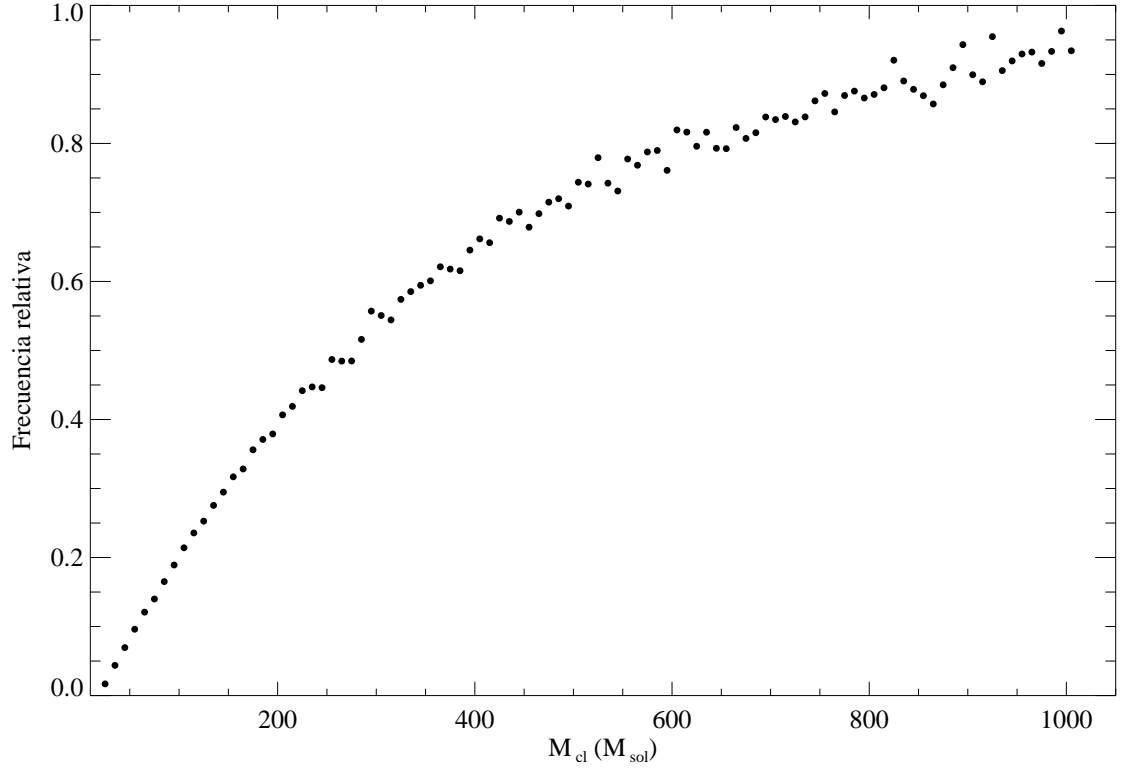


FIGURA 3.15: Frecuencia relativa de que un cúmulo tenga un continuo ionizante capaz de generar una region H II en función de su masa.

tenga un continuo ionizante capaz de generar una región H II en función de M_{cl} . El criterio seguido es que cualquier cúmulo que tenga una T_{eff}^{cl} mayor que la T_{eff}^* correspondiente a una estrella de $20 M_{\odot}$ sería capaz de generar un espectro de líneas de emisión observable. Como cabe esperar, la frecuencia relativa se hace nula cuando la masa del cúmulo es tan pequeña que no puede haber ninguna estrella ionizante. A medida que aumenta M_{cl} aumenta la frecuencia relativa de tal forma que para $M_{cl} = 1000 M_{\odot}$ prácticamente todos los cúmulos serían capaces de generar una región H II. La dispersión creciente con la masa es debida a que para las masas más altas tenemos menos simulaciones y por lo tanto peor estadística.

3.3.6. Distribución de T_{eff}^{cl} vs. $Q(H^0)^{cl}$

En la Fig. 3.16, se muestran las distribuciones de $Q(H^0)^{cl}$ y T_{eff}^{cl} para ambos conjuntos de simulaciones. Como referencia se muestra también la relación $Q(H^0)^* - T_{eff}^{*,ref}$ (línea continua con puntos), que conforma la envolvente superior de la distribución del conjunto de simulaciones de baja masa con $Q(H^0)^{cl} \leq 7.5 \times 10^{49} \text{ fot s}^{-1}$, que es el valor

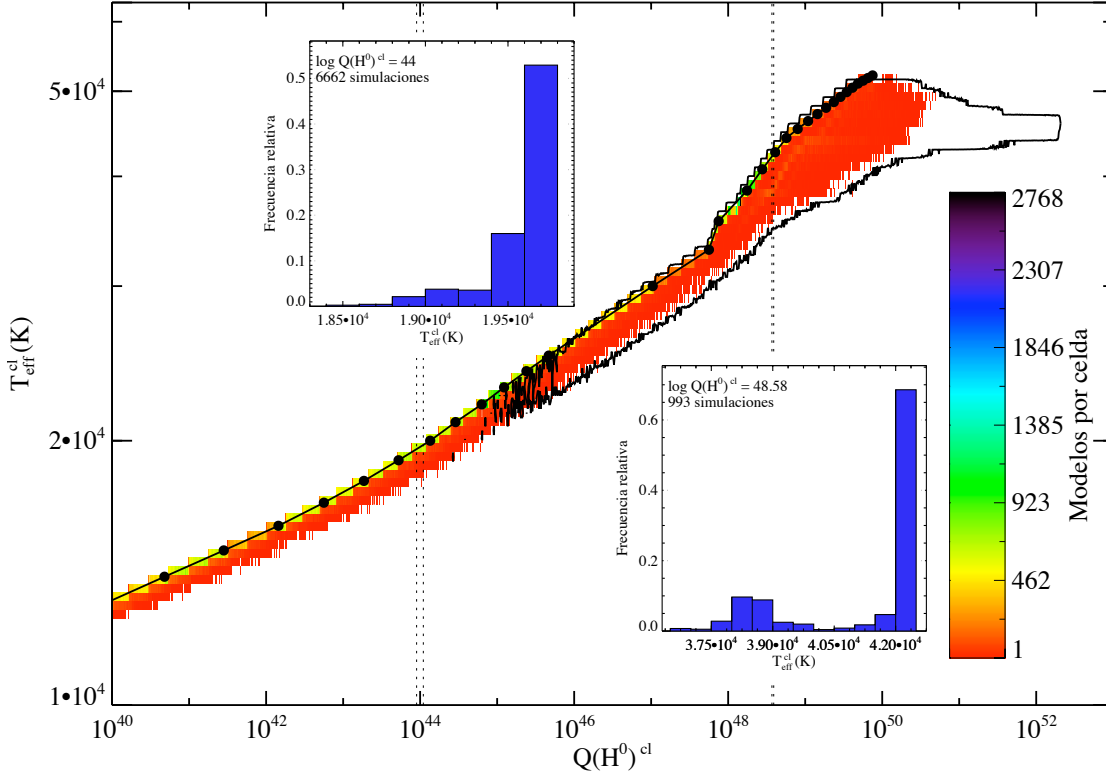


FIGURA 3.16: Diagrama de contornos para la distribución de $Q(H^0)^{cl}$ y T_{eff}^{cl} para los conjuntos de baja y alta masa. La zona con código de colores corresponde al conjunto de baja masa, y el contorno con trazo continuo representa al conjunto de alta masa. Las cajas muestran los histogramas de la distribución de T_{eff}^{cl} para dos valores de $Q(H^0)^{cl}$. El rango de $Q(H^0)^{cl}$ para cada histograma está marcado con líneas verticales punteadas. Se muestra también como referencia la relación $Q(H^0)^* - T_{eff}^*$ (línea con símbolos).

correspondiente a una estrella de $100 M_{\odot}$. Se observa una fuerte correlación entre ambas cantidades para el conjunto de baja masa. Dicha correlación también se observa en la parte inferior del conjunto de alta masa pero se pierde en la parte superior, donde la distribución tiende al valor asintótico de T_{eff}^{cl} . Además, para el conjunto de baja masa dada una $Q(H^0)^{cl}$, el valor de T_{eff}^{cl} más probable es el correspondiente a la $T_{eff}^{*,ref}$ de una estrella individual con $Q(H^0)^* = Q(H^0)^{cl}$, esto es la estrella más masiva compatible con ese $Q(H^0)^{cl}$. Esto se puede ver en el histograma para $\log(Q(H^0)^{cl}) \approx 44$ (como ejemplo de baja $Q(H^0)^{cl}$) insertado en la Fig. 3.16.

A valores intermedios, como $\log(Q(H^0)^{cl}) = 48.58$, aparecen distribuciones bimodales que provocan una dispersión mayor en la distribución $Q(H^0)^{cl} - T_{eff}^{cl}$. La gran área cubierta por las simulaciones refleja el hecho de que hay dos distribuciones relativamente estrechas, centradas en valores distintos de T_{eff}^{cl} , que se solapan, en vez de una única distribución

unimodal con una gran dispersión. Como ejemplo de esta situación en la Fig. 3.16 también se muestra insertado el histograma para $\log(Q(H^0)^{cl}) \approx 48.58$, que es el valor medio obtenido mediante un modelo de síntesis para un cúmulo de $100 M_\odot$. A estos valores intermedios de $\log(Q(H^0)^{cl})$, hay cúmulos cuyo continuo ionizante está dominado por una única estrella individual y cúmulos cuyo continuo ionizante está dominado por una mezcla de estrellas que mimetizan a cúmulos con una IMF bien muestreada pero con una masa superior de la IMF menor (i. e. cúmulos deficientes en estrellas masivas).

Finalmente, cuando la $Q(H^0)^{cl}$ del cúmulo es mayor que el $Q(H^0)^*$ de cualquier posible estrella individual (en este caso cúmulos con masas mayores de $10^4 M_\odot$) la distribución de T_{eff}^{cl} converge lentamente al valor asintótico de una T_{eff}^{cl} correspondiente a una población completamente muestreada.

La Fig. 3.16 muestra claramente como actúan los efectos de muestreo en el caso de cantidades observables. En el régimen de $Q(H^0)^{cl}$ bajas, si conocemos el $Q(H^0)^{cl}$ de un cúmulo de baja masa, podemos asignarle una T_{eff}^{cl} con cierto nivel de confianza, pues ambas cantidades vienen de estrellas (dominantes) similares, pero no tenemos acceso a la información global del cúmulo (M_{cl} o N^{cl}) con el mismo nivel de confianza. No tenemos acceso a la información del cúmulo como un todo, pero la tenemos de ciertas estrellas del cúmulo, las más luminosas. Este es el caso de los cúmulos por debajo del Lowest Luminosity Limit (LLL: [Cerviño & Luridiana 2004](#)), que correspondería a cúmulos menos luminosos que las estrellas asumidas en el modelo de síntesis usado para el análisis. Los cúmulos por debajo de dicho límite presentan efectos de muestreo muy importantes. Cerca del LLL hay cúmulos dominados por estrellas individuales (definiendo una distribución estrecha con un máximo en el valor de la escala de referencia) y hay cúmulos cuya emisión está controlada por un conjunto de estrellas. Los cúmulos de este segundo conjunto pueden ser caracterizados como cúmulos deficientes en estrellas masivas. En este caso, debido a los efectos de muestreo, podemos confundirnos al usar los valores asintóticos obtenidos mediante modelos de síntesis para obtener propiedades globales (M_{cl} , N^{cl} o edades).

Se puede argumentar que dicha situación corresponde a un cúmulo con un valor de m_{sup} inferior al incluido en el modelo. Pero si optáramos por modificar la masa estelar superior de la IMF para ajustar los cúmulos de baja luminosidad, se perderían un número relevante de cúmulos dominados por estrellas masivas individuales. Si por el contrario solo

consideráramos los cúmulos dominados por una única estrella individual, perderíamos un número relevante de cúmulos deficientes en estrellas masivas.

En el régimen de $Q(H^0)^{cl}$ altas (valores de alrededor de 10 veces el LLL) tanto T_{eff}^{cl} como $Q(H^0)^{cl}$ están definidas por la proporción entre tipos estelares que da la IMF sin necesidad de ajustar la masa estelar máxima. Por lo tanto ambas cantidades nos dan información acerca del cúmulo como un todo y las variaciones en el número de estrellas de algún tipo particular tiene poco impacto en la luminosidad integrada. La fuerte correlación a baja masa se presenta solo entre cantidades observadas y se pierde cuando se considera la masa de los cúmulos, tal y como hemos visto en las Figs. 3.10 y 3.6.

3.4. Conclusiones

Nuestros resultados demuestran que la obtención de las propiedades de los cúmulos de baja masa, como su masa o edad, es más difícil de lo esperado. En estos casos, no se observa la emisión del conjunto de estrellas, sino la de estrellas individuales. Esta situación resulta ser una ventaja si estamos interesados en obtener una buena descripción del continuo ionizante de los cúmulos cualquiera que sean sus propiedades evolutivas, ya que las propiedades estelares particulares son mejor conocidas que las propiedades estadísticas de los cúmulos estelares. En el caso particular de la forma del continuo ionizante (parametrizada mediante T_{eff}^{cl}) y de la luminosidad (parametrizada como $Q(H^0)^{cl}$) resulta que los valores medios obtenidos mediante modelos de síntesis no son una representación óptima para cúmulos de baja masa. A baja masa, la T_{eff}^{cl} y el $Q(H^0)^{cl}$ del cúmulo están fuertemente correlacionados y siguen la relación $T_{eff}^{*,ref} - Q(H^0)^*$ de las estrellas individuales. Es decir, el continuo ionizante de los cúmulos de baja masa ($M_{cl} < 10^4 M_{\odot}$), incluyendo el caso de los no resueltos, está dominado por estrellas individuales. Como regla práctica, sugerimos utilizar estrellas individuales (con sus correspondientes valores de T_{eff}^* y $Q(H^0)^*$) en vez de conjuntos estelares (como los implícitos en modelos de síntesis) para modelar el continuo ionizante de los cúmulos de baja masa ($M_{cl} < 10^4 M_{\odot}$). Sin embargo, el flujo ionizante no proporciona información sobre las propiedades globales del cúmulo (especialmente la masa o la edad del cúmulo). Esta regla puede también ser reescrita en los siguientes términos: los cúmulos ionizantes de baja masa (incluido

los no resueltos) son más adecuados para estudios de atmósferas estelares (estudios del espectro ionizante) que para estudios de evolución de poblaciones estelares.

Este experimento nos permite ilustrar algunos aspectos en el modelado de cúmulos estelares: una vez que se ha fijado un observable (la masa total del cúmulo en este caso), los otros observables son cantidades distribuidas (N^{cl} , $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ o $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ en nuestro caso). En otras palabras, las relaciones típicas obtenidas por los modelos de síntesis deben ser consideradas válidas como media de la distribución de los cúmulos observados, pero no necesariamente para cúmulos particulares. Añadido a esto, hay fuertes correlaciones entre diferentes observables (como $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$ y $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$), que reducen considerablemente la dispersión en las distribuciones especialmente en el caso de cúmulos submuestreados. Como desventaja de estas situaciones, los observables no reflejan las propiedades de los cúmulos, sino las propiedades de las estrellas más luminosas del cúmulo.

Para cúmulos con $M_{\text{cl}} \approx 100 M_{\odot}$, cerca del 84 % de los cúmulos están por debajo de la $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ media, y solo el 16 % por encima de ella. La contribución de ese 16 % de cúmulos ultraluminosos a la media, y por lo tanto el valor de esta, depende del límite superior de masa de la IMF, m_{sup} , porque un cambio en la masa superior implica un cambio en la distribución de probabilidad subyacente (la IMF). Así también el valor medio de otras cantidades, como por ejemplo $\langle Q(\text{H}^0)^{\text{cl}} \rangle$, no se conservará bajo cambios de m_{sup} . En este sentido, aunque hay una fuerte correlación estadística entre M_{cl} y la estrella con masa máxima m_{max} en el cúmulo, y aunque se puede obtener una media $\langle m_{\text{max}} \rangle$ en función de la M_{cl} (Weidner & Kroupa 2006), es erróneo usar $\langle m_{\text{max}} \rangle$ como límite de masa superior de la IMF (el cual parece mantenerse constante: Maíz Apellániz et al. 2007; Weidner & Kroupa 2004). De hecho ese cambio tampoco conservaría $\langle m_{\text{max}} \rangle$.

Hemos visto pues que estos cúmulos de baja masa más luminosos que la media tienen continuos ionizantes semejantes al de estrellas masivas individuales y por lo tanto son capaces de generar regiones H II. Estas regiones H II tendrían, en los diagramas de diagnóstico que vimos en el capítulo anterior, posiciones semejantes a las simulaciones de fotoionización del escenario de número de estrellas fijos (apartado 2.2.1). Dichas simulaciones eran precisamente las que mayores diferencias presentaban con respecto a los resultados de las mallas de modelos. Teniendo presente esto y que además los cúmulos de baja masa son los más abundantes, cabe replantearnos la influencia de los cúmulos de baja masa en el espectro de líneas de emisión de galaxias y en las estimaciones

de propiedades que se obtienen a partir de ellas. Para obtener alguna guía sobre este problema, vamos a investigar en el siguiente capítulo cómo es la proporcionalidad entre las intensidades de las líneas de emisión y la masa del cúmulo para casos donde los efectos de muestreo no son severos. Esto nos servirá para obtener la tendencia de la posible contribución de los cúmulos de baja masa a la luminosidad de las líneas de emisión de una galaxia.

Capítulo 4

Relación entre la masa del cúmulo y su espectro de líneas de emisión

4.1. Introducción

Aprovechando la información que nos proporcionan las líneas de emisión producidas en regiones H II y en galaxias con formación estelar, se han desarrollado diversos métodos de estimación de propiedades físicas de estos objetos basados en dichas líneas. Estas propiedades físicas pueden ser tanto del gas que produce las líneas de emisión como de la fuente que provoca la ionización del gas. Ya sea para regiones H II o para galaxias, los indicadores han de ser calibrados. Dichas calibraciones pueden hacerse bien empíricamente, usando observaciones de objetos cuyas propiedades se hayan obtenido mediante otros métodos, o bien teóricamente, para continuos ionizantes dados, mediante modelos de fotoionización que tienen en cuenta los procesos físicos relevantes que ocurren en el gas ionizado. En el caso de regiones ionizadas por conjunto de estrellas, es habitual usar el continuo ionizante promedio obtenido por modelos de síntesis en el cual no se consideran los efectos de muestreo que afectan a las funciones de luminosidad de los cúmulos de baja masa. Esto conlleva, como ya vimos en los capítulos 2 y 3, que las mallas de modelos de fotoionización que utilizan dichos continuos ionizantes promedio no son adecuadas para estimar propiedades físicas de los cúmulos ionizantes de baja masa. Dentro del marco global del trabajo nos interesa estimar si la influencia de los efectos de muestreo se pudiera extender también al espectro de las galaxias. En este capítulo

dejaremos a un lado los efectos de muestreo, sin olvidarnos completamente de ellos, y nos planteamos, como primer paso, cuál es la mejor forma de modelar una galaxia para así poder hacer una primera estimación de la influencia de los cúmulos de baja masa en el espectro integrado de la galaxia.

Aunque se sabe que las galaxias pueden estar compuestas por conjuntos de regiones de formación estelar, su espectro de líneas de emisión se ha modelizado tradicionalmente como una única región H II, esto es, se asume que la galaxia es un único cúmulo que ioniza una única nube de gas (Charlot & Longhetti 2001; Stasińska et al. 2001, como ejemplos). Solo recientemente se ha empezado a simular el espectro de líneas de emisión de galaxias mediante la suma de los espectros de líneas de emisión de un conjunto de regiones H II (Dopita et al. 2006a). Aunque este procedimiento parece más correcto, implica hacer una serie de hipótesis referentes a la distribución en masa y en edad de los distintos cúmulos que ionizan las distintas regiones H II que componen la galaxia. A efectos prácticos, supone asumir una función inicial de masa de cúmulos (ICMF) y una historia de formación estelar que diga cuándo se forma cada cúmulo. Por lo tanto dicho procedimiento, aunque a priori es más correcto, hace que el problema sea poco tratable a nivel general, pues aunque pudieramos asumir una forma universal de la ICMF, es solo posible definir unos pocos casos genéricos sobre la tasa de formación de cúmulos sin saber cuán representativos son. Un enfoque alternativo que pretende solventar el problema consiste en elaborar métodos que puedan reproducir el espectro generado por varias regiones H II como la emisión de una única región H II equivalente a la mezcla (Jamet & Morisset 2008). Hay otros autores que mantienen que el uso de varias regiones H II no produce resultados más fiables que el uso de una única región H II, prefiriendo el método más simple por economía de computación y esfuerzo personal (Levesque et al. 2010). En el enfoque que hemos planteado de evaluación de efectos de un número discreto de estrellas en la modelización del continuo ionizante, nos interesa saber hasta qué punto es válida una hipótesis u otra en la modelización de galaxias: si las regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa suponen una contribución relativa pequeña comparada con las regiones H II ionizadas por cúmulos de alta masa, los efectos de considerar regiones H II con un número bajo de estrellas se pueden diluir y la metodología propuesta por Jamet & Morisset (2008) o Levesque et al. (2010) es aplicable. Si las regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa tienen una contribución apreciable a líneas de emisión de interés, podría ser más razonable usar conjuntos de regiones H II para modelizar galaxias con

formación estelar, y además los efectos de muestreo mencionados en el capítulo anterior podrían tener un impacto en el espectro global de la galaxia.

El trabajo que exponemos en este capítulo ha sido publicado en parte en [Villaverde et al. \(2010b\)](#).

4.2. Metodología

En lo que respecta al espectro de líneas de emisión podemos considerar que las galaxias con formación estelar son conjuntos de regiones H II ionizadas por cúmulos de distintas masas. Aunque hay gran multitud y variedad de procesos físicos que afectan a las intensidades de las diversas líneas de emisión, como primera aproximación se puede suponer que un incremento de la masa del cúmulo ionizante, y por lo tanto de la intensidad del continuo que produce, va a tener un efecto linealmente proporcional en el espectro de líneas de emisión. Bajo dicho supuesto, la emisión de un conjunto de regiones H II ionizadas por cúmulos de distinta masa sería igual al de una región H II ionizada por un cúmulo con una masa igual a la suma de las masas de todos los cúmulos ionizantes del conjunto. Por lo tanto la emisión de un conjunto de regiones H II se podría calcular realizando una simulación de una única región H II.

En el caso opuesto de que no se cumpla la proporcionalidad lineal entre la luminosidad del continuo ionizante (o equivalentemente la masa del cúmulo ionizante) y el espectro resultante de líneas de emisión, la emisión de un conjunto de regiones H II no se puede calcular de forma tan trivial. En el supuesto de que el espectro escalara, no linealmente, sino, por ejemplo, como una potencia de la masa, M_{cl}^γ , se podría definir para un conjunto de regiones H II un único cúmulo ionizante común con una masa efectiva $M^{\text{cl,eff}} = \sum_{i=1}^N M_i^\gamma$, donde N es el número de regiones H II del conjunto. Con dicha masa efectiva se podría realizar una única simulación de regiones H II para representar toda una galaxia. Sin embargo, si distintas líneas presentaran distintas dependencias, habría que modelar las galaxias como la suma resultante de los espectros de las regiones H II individuales, ionizadas por cúmulos de distintas masas.

Por lo tanto hemos de estudiar cómo varía cada una de las líneas de emisión de interés con la masa del cúmulo para así adoptar la estrategia de modelado de galaxias más correcta. Con ese fin haremos simulaciones de regiones H II ionizadas por cúmulos de

distinta masa, edad y metalicidad. De estas simulaciones obtendremos relaciones de escala entre la luminosidad de algunas de las líneas de emisión más relevantes y la masa de los cúmulos ionizantes.

Las relaciones de escala las expresaremos mediante leyes de potencias entre la luminosidad de las líneas de emisión y la masa del cúmulo. El uso de leyes de potencias nos permite estudiar en primera aproximación la posible no linealidad entre la masa del cúmulo y la luminosidad de las líneas de emisión. También nos permiten realizar un estudio preliminar sobre la contribución de cúmulos de distintas masas a cada una de las líneas de emisión una vez asumida una función inicial de masa de cúmulos y una historia de formación estelar, como veremos en la sección 4.6.

Los modelos realizados cubren un rango de masas desde $1 M_{\odot}$ hasta $10^7 M_{\odot}$. El bin de masas en el rango más relevante (10^3 - $10^7 M_{\odot}$, ver más abajo) es de 0.5 dex, mientras que para masas menores es de 1 dex. Esto nos permite tener más puntos en el rango de masas relevantes para calcular regresiones más fiables y poder evaluar posibles desviaciones con respecto a la descripción con leyes de potencias. Los modelos cubren un rango de edad entre 0.1 Ma y 10 Ma, siendo el bin de 0.1 Ma, y han sido calculadas para 5 metalicidades ($Z=0.001, 0.004, 0.008, 0.020$ y 0.040). Con las intensidades de líneas obtenidas hemos calculado regresiones lineales en $\log M_{\text{cl}}$ y $\log L$, que hemos aplicado para estudiar la bondad de dichas regresiones en los estimadores usados para evaluación de las propiedades físicas de regiones H II en galaxias. No obstante, el objetivo no es obtener calibraciones basadas en dichas regresiones, sino tener una estimación relativamente fiable de la contribución de la emisión generada por distintas regiones H II a la emisión global.

En la construcción de los modelos se ha usado como continuo ionizante el espectro promedio procedente del modelo de síntesis de población estelar SED@ (Cerviño & Mas-Hesse 1994; Cerviño et al. 2002a), usando diferentes edades y metalicidades bajo la hipótesis de brote instantáneo. Puesto que cuanto menor es la masa del cúmulo mayores son los efectos de muestreo, el espectro medio obtenido mediante modelos de síntesis no representa adecuadamente el continuo ionizante de los cúmulos de baja masa, tal y como hemos visto en el capítulo 3. En consecuencia, los modelos de fotoionización para masas de cúmulo bajas no representan necesariamente casos reales y el modelo de síntesis en esos casos puede considerarse como un ejercicio académico que sirve para estudiar la

Elemento		$\log(n/n(H))$	ref
H	Hidrógeno	0.00	GS98
He	Helio	-1.06	Ver texto
Li	Litio	-8.69	GS98
Be	Berilio	-10.58	GS98
B	Boro	-9.21	GS98
C	Carbono	-3.61	AP02
N	Nitrógeno	-4.03	Ver texto
O	Oxígeno	-3.30	AP01
F	Fluor	-7.52	GS98
Ne	Neón	-3.93	GA89,GN93
Na	Sodio	-5.67	GS98
Mg	Magnesio	-4.46	H01
Al	Aluminio	-5.53	GS98
Si	Silicio	-4.46	H01
P	Fósforo	-6.50	GS98*
S	Azufre	-4.74	GS98*
Cl	Cloro	-6.72	GS98
Ar	Argón	-5.60	GS98
K	Potasio	-6.88	GS98
Ca	Calcio	-5.64	GS98
Sc	Escandio	-8.83	GS98
Ti	Titania	-6.98	GS98
V	Vanadio	-8.00	GS98
Cr	Cromo	-6.33	GS98
Mn	Manganeso	-6.54	GS98*
Fe	Hierro	-4.55	H01
Co	Cobalto	-7.08	GS98
Ni	Níquel	-5.75	GS98
Cu	Cobre	-7.79	GS98
Zn	Zinc	-7.40	GS98

TABLA 4.1: Abundancias solares usadas en este trabajo. Referencias: GS98: [Grevesse & Sauval \(1998\)](#), GS98*: media de la abundancia meteórica y fotosférica, AP01 y Ap02: [Allende Prieto et al. \(2001, 2002\)](#), H01: [Holweger \(2001\)](#), GA89: [Grevesse & Anders \(1989\)](#), GN93: [Grevesse & Noels \(1993\)](#).

proporcionalidad de las intensidades de las líneas con el flujo incidente independientemente de cuán real sea la forma del continuo ionizante. Otras simulaciones que también puede considerarse como casos académicos son las de $M_{cl}=10^7 M_{\odot}$, pues aunque se han detectado cúmulos con masa de ese orden ([Bastian et al. 2006](#); [Maraston et al. 2004](#)) dichos objetos pueden haberse formado por mecanismos como la fusión de cúmulos ([Elmegreen et al. 2000](#); [Fellhauer & Kroupa 2005](#)), no estando claro si la hipótesis de brote instantáneo es válida para la escala de tiempo considerada, que es inferior a 10^5 años ([Tenorio-Tagle et al. 2010](#)).

El continuo estelar promedio se ha usado como continuo ionizante en las simulaciones de regiones H II. Para realizar dichas simulaciones hemos usado el código de fotoionización Cloudy version 08.00 ([Ferland et al. 1998](#)).

En estos modelos asumiremos una nebulosa libre de polvo y la composición solar listada en la tabla 4.1, que corresponde con las abundancias solares adoptadas por Cloudy

(Allende Prieto et al. 2001, 2002; Grevesse & Sauval 1998; Holweger 2001), excepto para Ne, N y He. Para Ne usamos la abundancia dada por Grevesse & Anders (1989) con la extensión de Grevesse & Noels (1993) mientras que para N y He, la obtención de las abundancias se describe más adelante. Para otras metalicidades distintas a la solar, las abundancias se han escalado linealmente con Z . Para la abundancia del He hemos usado la siguiente relación:

$$\frac{\text{He}}{\text{H}} = 0.0786 + 18.4 \left(\frac{\text{O}}{\text{H}} \right), \quad (4.1)$$

la cual ha sido obtenida a partir del valor de la abundancia primordial de helio obtenida por Luridiana et al. (2003), $Y_p = 0.2391$, y de la pendiente de la relación He vs. O obtenida por Peimbert et al. (2000), $\Delta Y / \Delta O = 3.5$. Este valor difiere del usado por Dopita et al. (2006a) que asume para la abundancia de He una relación con más pendiente dada por:

$$\frac{\text{He}}{\text{H}} = 0.0737 + 52.5 \left(\frac{\text{O}}{\text{H}} \right). \quad (4.2)$$

En el caso del nitrógeno, hemos asumido el cociente N/O dado por

$$\log \left(\frac{\text{N}}{\text{O}} \right) = \begin{cases} -1.5 & \text{para } \log \left(\frac{\text{O}}{\text{H}} \right) < -4. \\ 1.1 \log \left(\frac{\text{O}}{\text{H}} \right) + 2.9 & \text{para } \log \left(\frac{\text{O}}{\text{H}} \right) > -4 \end{cases} \quad (4.3)$$

La relación ha sido obtenida mediante un ajuste visual de los datos presentados en Pilyugin et al. (2003). Hay que resaltar que, como muestran Pilyugin et al. (2003), no existe un valor único para el cociente N/O, ya que su valor cambia de sistema a sistema incluso para una metalicidad fija. Esta dispersión puede surgir naturalmente si la evolución química de la galaxia está dirigida por pequeñas regiones de formación estelar, de tal forma que los efectos de muestreo cobran relevancia en la evolución química (Carigi & Hernández 2008; Cerviño & Mollá 2002; White & Audouze 1983; Wilmes & Koeppen 1995). Dada esta situación, hemos preferido ajustar los resultados manualmente en vez de usar un ajuste basado en modelos de evolución química.

También hemos comparado la consistencia de las abundancias asumidas en el gas ionizado con las asumidas en trazas evolutivas. Tal y como se explica en los artículos correspondientes ([Charbonnel et al. 1993](#); [Schaerer et al. 1993a,b](#); [Schaller et al. 1992](#)), las trazas asumen un contenido de helio dado por:

$$Y = Y_p + \frac{\Delta Y}{\Delta Z} Z, \quad (4.4)$$

con $Y_p = 0.24$ y $\Delta Y/\Delta Z = 3$ para todas las metalicidades excepto para el caso $Z=0.040$ ([Schaerer et al. 1993b](#), dos veces la solar) donde $\Delta Y/\Delta Z$ toma un valor de 2.5.

Los cocientes relativos de los elementos pesados usados en las trazas siguen los obtenidos con la mezcla solar de [Anders & Grevesse \(1989\)](#), algo diferentes de los valores de [Grevesse & Anders \(1989\)](#) citados anteriormente, para todas las metalicidades. Los valores absolutos de las trazas evolutivas han sido escalados con Z excepto para $Z=0.004$ ([Charbonnel et al. 1993](#)) y $Z=0.040$ ([Schaerer et al. 1993b](#)) donde los autores usaron [Grevesse \(1991\)](#)¹. Siguiendo dichos criterios, asignamos un cociente N/O de 0.15 a todas las metalicidades excepto para $Z=0.004$ y $Z=0.040$, donde usamos 0.13. Esto es claramente inconsistente con la mezcla asumida para el gas nebuloso, pero, ya que no podemos cuantificar la influencia del cambio del cociente N/O en la evolución estelar, y preferimos adoptar una mezcla de metales para el gas nebuloso más consistente con los datos observacionales, no hay más solución que mantener la inconsistencia esperando que solo produzca efectos menores.

Finalmente, mostramos los valores de O / H asumidos en las trazas para cada Z , en la tabla 4.2, donde también mostramos, con fines comparativos, los valores de O / H y Z del gas ionizado asumidos en [Stasińska et al. \(2001\)](#).

Puesto que no hay una forma factible de resolver la inconsistencia entre las abundancias de las trazas evolutivas y las adoptadas para el gas presente en nuestro trabajo y en trabajos similares, nos limitaremos a llamar la atención sobre ella y presentaremos nuestra malla de modelos en términos de Z evitando expresar la metalicidad en función de la metalicidad solar. Debe tenerse en cuenta que una comparación directa con otros trabajos debe realizarse con extrema cautela.

¹El artículo de referencia cita [Grevesse et al. \(1991\)](#) en vez de este.

Z	O/H (trazas)	Stasińska, Schaerer, & Leitherer (2001)	Este trabajo
0.0004	—	1.70×10^{-5}	—
0.001	4.39×10^{-5}	—	2.46×10^{-5}
0.004	1.77×10^{-4}	1.70×10^{-4}	9.82×10^{-5}
0.008	3.64×10^{-4}	3.40×10^{-4}	1.96×10^{-4}
0.020	9.75×10^{-4}	8.51×10^{-4}	4.91×10^{-4}
0.040	2.12×10^{-3}	1.70×10^{-3}	9.82×10^{-4}

TABLA 4.2: Valores de O /H implícitos en las trazas evolutivas, en la malla de [Stasińska et al. \(2001\)](#) y en este trabajo para valores de Z dados.

Respecto a las condiciones del gas ionizado, los valores de densidad electrónica, geometría, filling factor y covering factor definen las propiedades del modelo de nebulosa. Para la densidad y la geometría hemos asumido valores conservadores: una densidad de hidrógeno constante de 100 cm^{-3} distribuido homogéneamente en una geometría esférica en expansión bajo el supuesto de limitación por radiación. La densidad asumida de 100 cm^{-3} es típica para las regiones H II y es menor que las densidades críticas de las especies usadas en los modelos. El radio interno de la nube, R_{in} , ha sido fijado para todos los modelos a 2 pc ($\log R_{in}(\text{cm}) = 18.790426$).

En este trabajo hemos asumido una nebulosa limitada por radiación por razones de simplicidad, ya que ofrece la ventaja de preservar la proporcionalidad entre el número de fotones ionizantes y la intensidad de las líneas de Balmer del hidrógeno, en contraste con lo que sucede en las nebulosas limitadas por densidad. Esto significa que podemos comprobar las estimaciones de $L(\text{H}\beta)$ con los modelos de síntesis parametrizados en $Q(\text{H}^0)$. No obstante, aunque asumamos una nebulosa limitada por radiación es necesario limitar la zona cuyo flujo se considera. Dadas las muy diversas formas e intensidades de los continuos ionizantes utilizados, los límites adoptados no son los mismos para todos los casos. Para cada edad, metalicidad y masa, el modelo de fotoionización ha sido calculado hasta que una temperatura electrónica mínima se ha alcanzado. Esta temperatura mínima es de 4000 K para $Z=0.001$, 0.004 y 0.008 y 200 K para $Z=0.020$ y $Z=0.040$. Estos distintos límites se han elegido tras diversas pruebas para, en primer lugar, evitar considerar demasiado gas neutro y, en segundo, para evitar la aparición de frentes térmicos que afectaban a los resultados. Una vez que encontramos la solución, esta es usada en otra iteración, y así sucesivamente, hasta que se encuentra una solución estable. Dado que en Cloudy no están implementados los choques, nuestras simulaciones no tienen en cuenta este efecto. Esto podría afectar a los resultados de líneas sensibles a los choques, como pueden ser [O I] λ 6300 Å, [S II] λ 6716 Å o [S II] λ 6731 Å. En

cuanto al polvo, puesto que la estimación de sus efectos es muy dependiente de como se modelice y dichos efectos enmascararían los efectos de la fotoionización, hemos optado por no incluir polvo en nuestras simulaciones. En contrapartida, esto nos ha permitido realizar un estudio sobre la variación intrínseca del cociente $H\alpha/H\beta$, como detallamos en el apartado 4.5.2.

En los modelos hemos asumido un covering factor igual a 1, aunque el rango de valores estimados está generalmente entre 0.2 y 0.8 (Zurita et al. 2002). De nuevo, nuestra elección está basada en consideraciones de simplicidad, ya que nuestro objetivo es obtener el exponente de la relación de escala entre la luminosidad de las líneas de emisión y la masa del cúmulo ionizante para estudiar cualitativamente la dependencia y no para hacer una calibración.

Queremos destacar que las elecciones realizadas, especialmente las concernientes a la geometría, densidad, filling factor y covering factor, son meramente elecciones convenientes: no sugerimos que todas las regiones H II puedan ser modeladas con dicho conjunto de parámetros. Estamos interesados solo en obtener una primera estimación de la relación de la intensidad de algunas de las líneas más relevantes con la masa de los cúmulos ionizantes y cómo estas dependencias varían de línea a línea. Este objetivo guía nuestras elecciones de los valores de los parámetros, los cuales difieren drásticamente de los de otros autores, ya que ellos abordan problemas distintos a los que aquí nos planteamos.

Hemos obtenido también el flujo del continuo resultante de Cloudy mediante el comando `punch continuum`. Este continuo incluye la contribución estelar y nebular, así como las líneas de emisión resultantes. Para obtener el continuo neto sin la contribución de las líneas de emisión, hemos obtenido dicha contribución mediante el comando `punch outward continuum` y después lo hemos sustraído al flujo del continuo (ver el manual de Cloudy, Hazy, Ferland 2008, para más detalles del uso de este comando y del comando `punch continuum`). Interpolando el continuo resultante obtenemos las intensidades del continuo adyacente a las líneas de emisión de interés, que ha sido usado posteriormente para obtener las anchuras equivalentes.

4.3. Cálculo de las relaciones de escala y análisis de las pendientes resultantes

Con los modelos descritos anteriormente hemos obtenido relaciones de escala entre las intensidades de diversas líneas de emisión y la masa del cúmulo ionizante. Esto se ha hecho mediante regresiones lineales de mínimos cuadrados del logaritmo de las intensidades de línea frente al logaritmo de la masa de cúmulo para cada línea, metalicidad y edad. Las regresiones lineales nos proporcionan relaciones de escala de la forma:

$$\log(L) = \alpha + \beta \log(M_{\text{cl}}), \quad (4.5)$$

o equivalentemente:

$$L = A \times M_{\text{cl}}^{\beta}, \quad (4.6)$$

donde $A = 10^{\alpha}$. El valor de β nos indica la dependencia con la masa mientras que α es el logaritmo de la luminosidad cuando la masa del cúmulo es $1 M_{\odot}$. El valor de α , y por lo tanto de A , depende fuertemente de la geometría adoptada (filling factor, covering factor, radio interno). Por este motivo y porque nos interesan principalmente las dependencias con la masa, centraremos principalmente nuestro análisis en los valores obtenidos para β .

Ajustes más complejos que una regresión lineal, como podría ser un ajuste con polinomios, no son operativos, ya que buscamos una primera aproximación, además no nos proporcionarían información más realista, dadas las limitaciones de las simulaciones comentadas en la sección 4.2. Debido a dichas limitaciones y a la simplicidad de la descripción mediante leyes de potencias aconsejamos no usar este método para obtener propiedades físicas de cúmulos. Queremos resaltar de nuevo que nuestro objetivo es obtener una representación cuantitativa aproximada para estudiar dependencias con la masa y poder obtener la función de luminosidad de regiones H II una vez asumida una ICMF.

Se han calculado regresiones lineales usando, por un lado, modelos de todas las masas (en adelante regresiones completas) y por otro solo modelos con $M_{\text{cl}} \geq 10^3 M_{\odot}$ (regresiones

de alta masa). En estas últimas regresiones la imposición de una masa mínima de cúmulo obedece a la masa mínima de cúmulo obtenida por [Cerviño et al. \(2003\)](#) por encima de la cual el uso de los continuos ionizantes promedio obtenidos mediante modelos de síntesis de población estelar da una descripción fiable (aunque afectada por la dispersión causada por efectos de muestreo) de los continuos ionizantes de los cúmulos (ver capítulo 3). Por este motivo no es de esperar que las regresiones lineales calculadas con modelos en todo el rango de masas sean representaciones fiables de las relaciones reales entre las luminosidades y M_{cl} , exceptuando los casos de líneas de recombinación, como veremos. También por esa misma razón se ha usado en el rango de alta masa un bin de masas más estrecho (0.5 dex). Gracias a esto hemos podido obtener mejores representaciones de la relaciones de escala y evaluar mejor las desviaciones con respecto a una descripción con leyes de potencia. En el cálculo de las regresiones no se han considerado puntos con intensidad cero que se dan para algunos casos de masas muy bajas (1 y 10 M_{\odot}). Para evitar que se calcularan regresiones con solo dos puntos, lo que tendría escasísima consistencia, hemos impuesto la condición de que las regresiones se calculen con al menos tres puntos.

En la tabla 4.3 se muestran las líneas para las cuales se han calculado las relaciones de escala. Estas líneas han sido seleccionadas por su interés en la estimación de propiedades físicas. La mayoría se encuentran en el rango visible del espectro electromagnético dado que ese rango es el más accesible para la instrumentación astronómica y por lo tanto es en el que se han centrado históricamente los esfuerzos. También se incluyen algunas líneas del IR por completitud aunque en esa parte del espectro los efectos del polvo, no considerados en este trabajo, pueden ser relevantes.

En los apéndices A y B se muestran gráficamente los valores de los parámetros que definen la coordenada en el origen, α , la pendiente, β , y el valor del coeficiente de correlación lineal, para las regresiones completas y de alta masa respectivamente.

Igualmente se han calculado relaciones de escala para las intensidades del continuo adyacente a cada una de las líneas de emisión consideradas. Esto nos permitirá calcular anchuras equivalentes de línea mediante las relaciones de escala (EW_{SR}) de forma auto-consistente. Con estas anchuras equivalentes podemos aplicar un criterio de visibilidad a los resultados de las relaciones de escala. Dicho criterio de visibilidad consiste en imponer que la anchura equivalente mínima que han de tener las líneas de emisión para

Líneas de recombinación	He II λ 4686 Å H β λ 4861 Å He I λ 5876 Å H α λ 6563 Å
Líneas colisionales	[O II] λ 3726 Å [O II] λ 3727 Å [O II] λ 3729 Å [Ne III] λ 3869 Å [Ne III] λ 3968 Å [S II] λ 4070 Å [S II] λ 4078 Å [O III] λ 4363 Å [O III] λ 4959 Å [O III] λ 5007 Å [O I] λ 6300 Å [S III] λ 6312 Å [N II] λ 6548 Å [N II] λ 6584 Å [S II] λ 6716 Å [S II] λ 6720 Å [S II] λ 6731 Å [Ar III] λ 7135 Å [O II] λ 7323 Å [O II] λ 7332 Å [S III] λ 9069 Å [S III] λ 9532 Å [Ar II] λ 7 μ [Ar III] λ 9 μ [S IV] λ 10 μ [Ne II] λ 12 μ [Ne III] λ 15 μ [S III] λ 18 μ [S III] λ 33 μ [Ne III] λ 36 μ [O III] λ 51 μ [N III] λ 57 μ [O III] λ 88 μ [N II] λ 121 μ

TABLA 4.3: Lista de líneas de emisión para las cuales se han calculado relaciones de escala.

poderse detectar es de 1 ($EW_{\text{SR}} \geq 1 \text{ Å}$) que, aunque es un valor optimista, es observable. Por debajo de ese límite consideraremos que las líneas de emisión están enmascaradas por el ruido del continuo. En algunas de las gráficas que mostraremos en las siguientes secciones, aplicaremos el criterio de visibilidad también a los resultados obtenidos directamente de los modelos, aunque en esos casos la condición se pone sobre la anchura equivalente obtenida directamente de las luminosidades de la línea y de su continuo adyacente ($EW \geq 1 \text{ Å}$). Empezaremos mostrando las relaciones obtenidas para el continuo, pasando seguidamente a las relaciones para las líneas de recombinación y por último veremos las relaciones de escala correspondiente a las líneas colisionales.

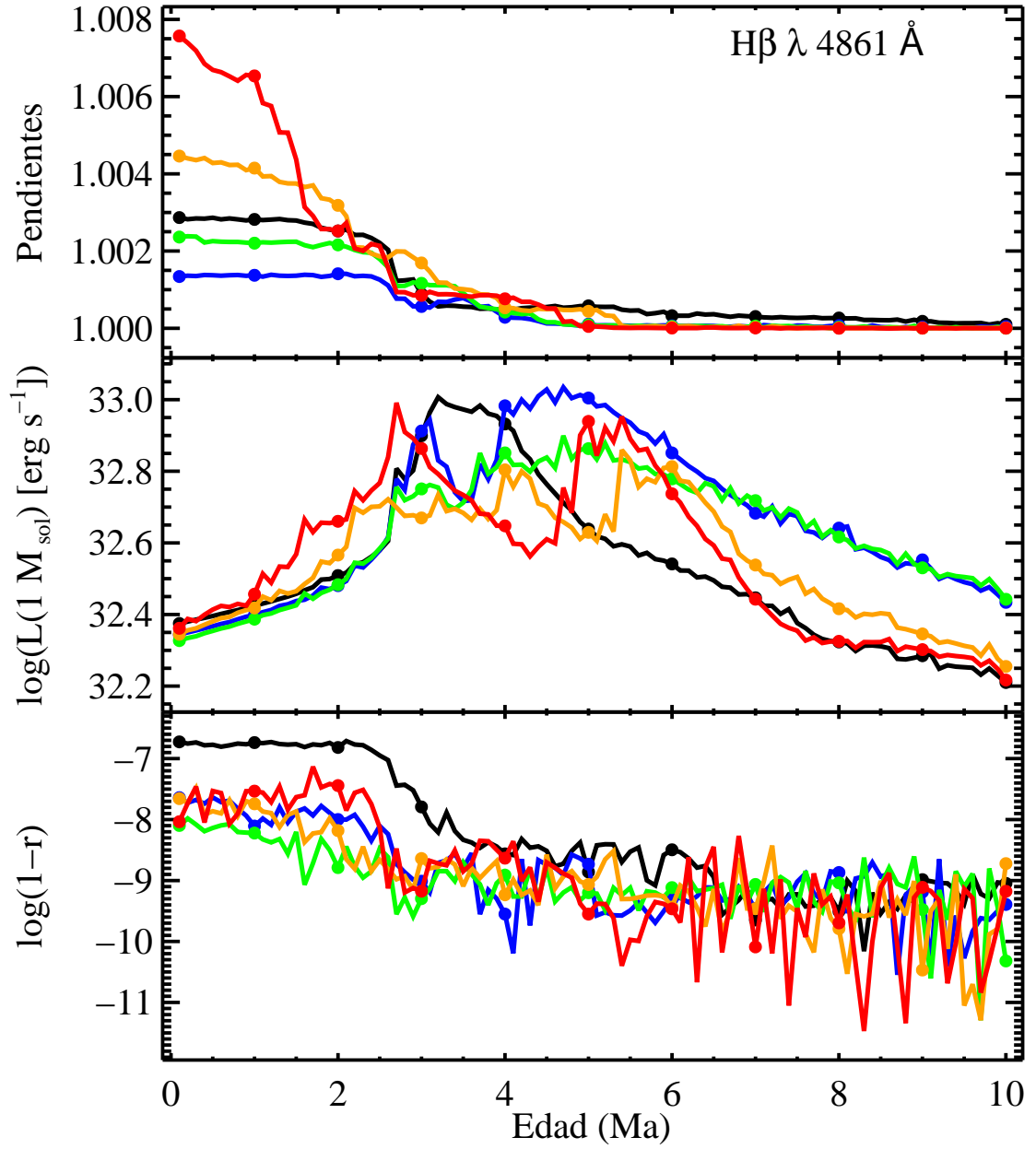


FIGURA 4.1: Resultados de las regresiones de alta masa para el continuo adyacente a H β . Los colores indican la metalicidad. Negro: $Z=0.001$. Azul: $Z=0.004$. Verde: $Z=0.008$. Naranja: $Z=0.020$. Rojo: $Z=0.040$.

4.3.1. Relaciones de escala para el continuo

Para calcular las relaciones de escala para el continuo hemos obtenido su luminosidad tal y como se ha descrito al final de la sección 4.2.

A modo de ejemplo, en la Fig. 4.1 se muestra los resultados de las regresiones de alta masa del continuo adyacente a la línea H β λ 4861 Å. En la gráfica se muestran mediante curvas

de colores los valores para las distintas metalicidades de la pendiente, del logaritmo de la luminosidad para $1 M_{\odot}$ y del $\log(1-r)$, donde r es el coeficiente de correlación.

Las relaciones de escala para el continuo tienen pendientes igual 1, es decir tienen forma lineal. Dadas las aproximaciones adoptadas en las simulaciones, las diferencias en la tercera cifra decimal que se observan no son significativas. La forma lineal se debe a que el continuo estelar promedio es por definición proporcional a la masa del cúmulo y el continuo nebuloso es directamente proporcional al $Q(H^0)$ y por lo tanto a la masa del cúmulo ionizante, dada la parametrización en masa realizada en nuestros modelos. El hecho de que el coeficiente de correlación r sea prácticamente igual a 1 nos indica que el ajuste a una recta es muy bueno. No obstante ha sido necesaria una inspección visual en cada caso, ya que el uso de r por si solo, aunque indicativo de la calidad del ajuste, puede enmascarar curvaturas en las relaciones de escala (ver apartado 4.3.4).

4.3.2. Relaciones de escala para líneas de recombinación

Al igual que para el continuo, la luminosidad de las líneas de recombinación del hidrógeno $H\alpha$ y $H\beta$ es proporcional a $Q(H^0)$, y por lo tanto a M_{cl} . Consecuentemente, se obtienen de nuevo pendientes practicamente iguales a 1 para ambas líneas tanto en las regresiones completas como en las de alta masa (ver Fig. 4.2). Por ese mismo motivo los puntos de los modelos caen sobre las rectas correspondientes a su edad y metalicidad. Esto se puede apreciar claramente en la Fig. 4.3 donde se muestran las regresiones de alta masa para $H\beta$. También el hecho de que $\beta \approx 1$, tal y como se ve en la Fig. 4.2, da cuenta de la proporcionalidad de las intensidades de estas líneas con M_{cl} .

En la Fig. 4.4 se muestran los resultados de las regresiones de alta masa para las líneas de recombinación $He I \lambda 5876 \text{ \AA}$ y $He II \lambda 4686 \text{ \AA}$. Con línea punteada se representan las regresiones que no cumplen el criterio de visibilidad ($EW_{SR} \geq 1 \text{ \AA}$). En el caso de $He II \lambda 4686 \text{ \AA}$ el hecho de que no haya resultados en todo el rango de edades y metalicidades es debido a que no en todos los modelos se alcanzan continuos ionizantes lo suficientemente duros como para ionizar doblemente el helio y, consecuentemente, obtener líneas de recombinación de $He II$. Teniendo en cuenta únicamente los casos que cumplen el criterio de visibilidad, obtenemos de nuevo valores de la pendiente β muy próximos a 1. Las desviaciones con respecto al valor de $\beta = 1$ son mayores que para $H\alpha$

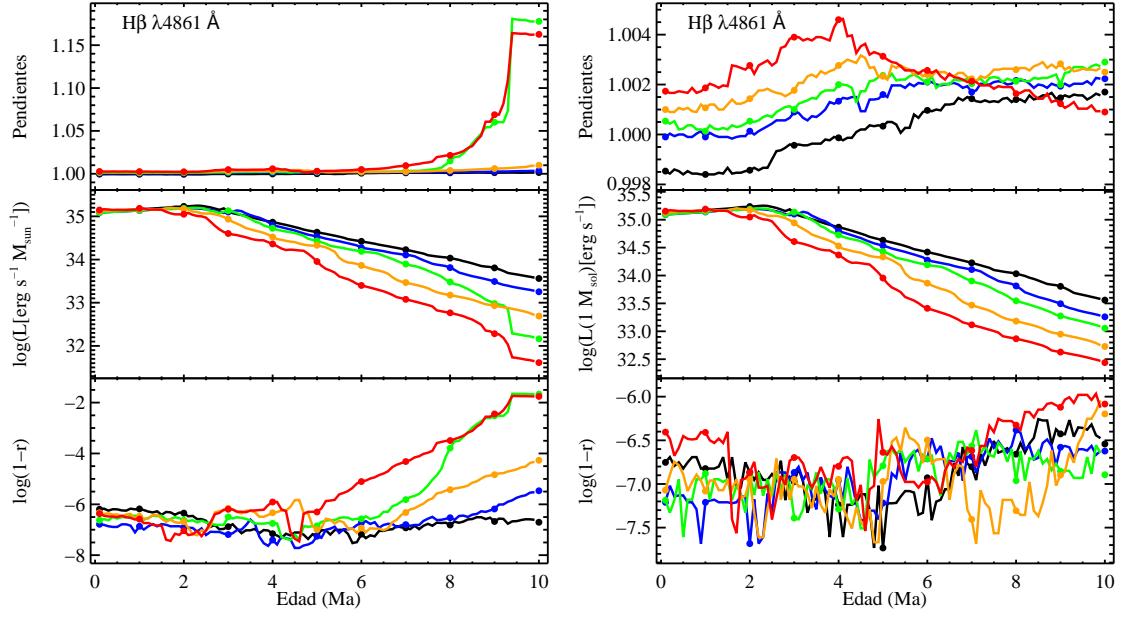


FIGURA 4.2: Resultados de las regresiones completas (izquierda) y de alta masa (derecha) para $H\beta$. Colores como en Fig. 4.1.

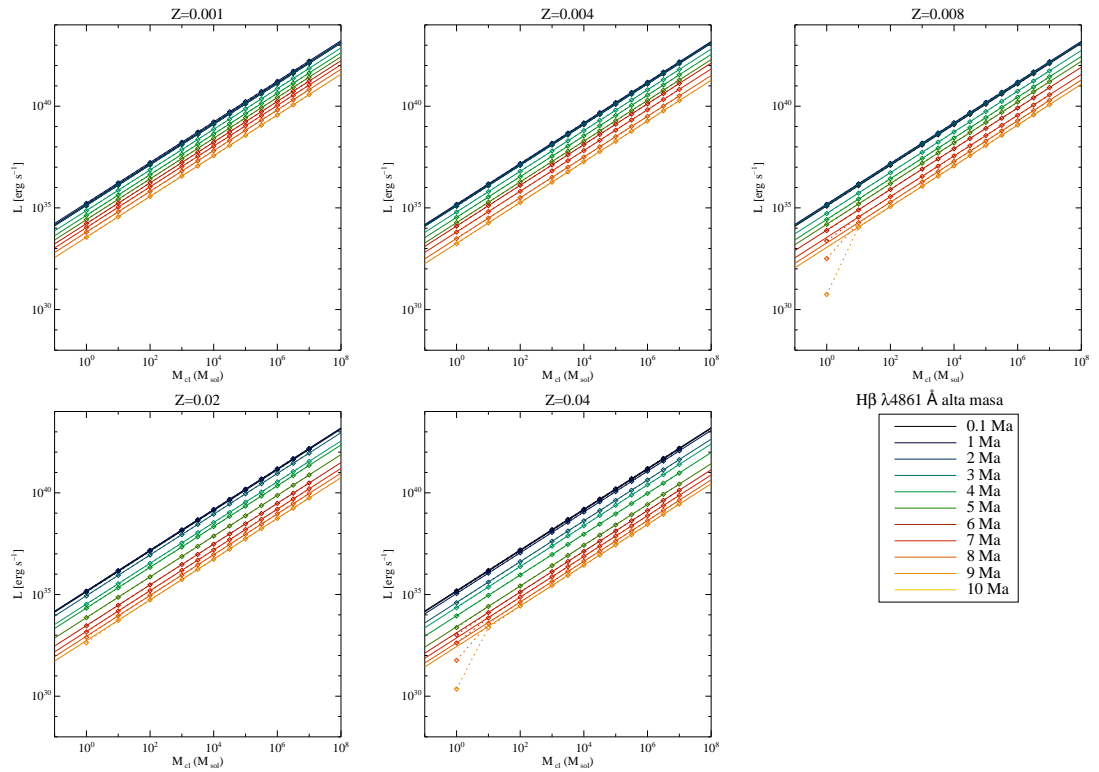


FIGURA 4.3: Regresiones de alta masa para $H\beta$. En color se representan diez edades seleccionadas (ver leyenda en figura). Línea discontinua con puntos: resultados de las simulaciones. Línea continua: rectas resultantes de las regresiones.

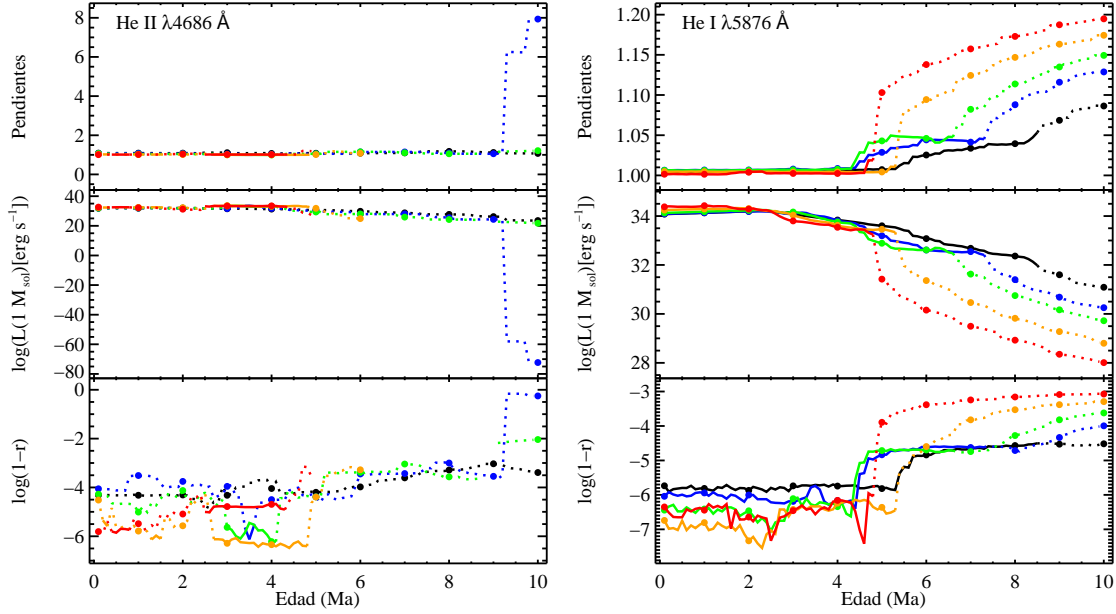
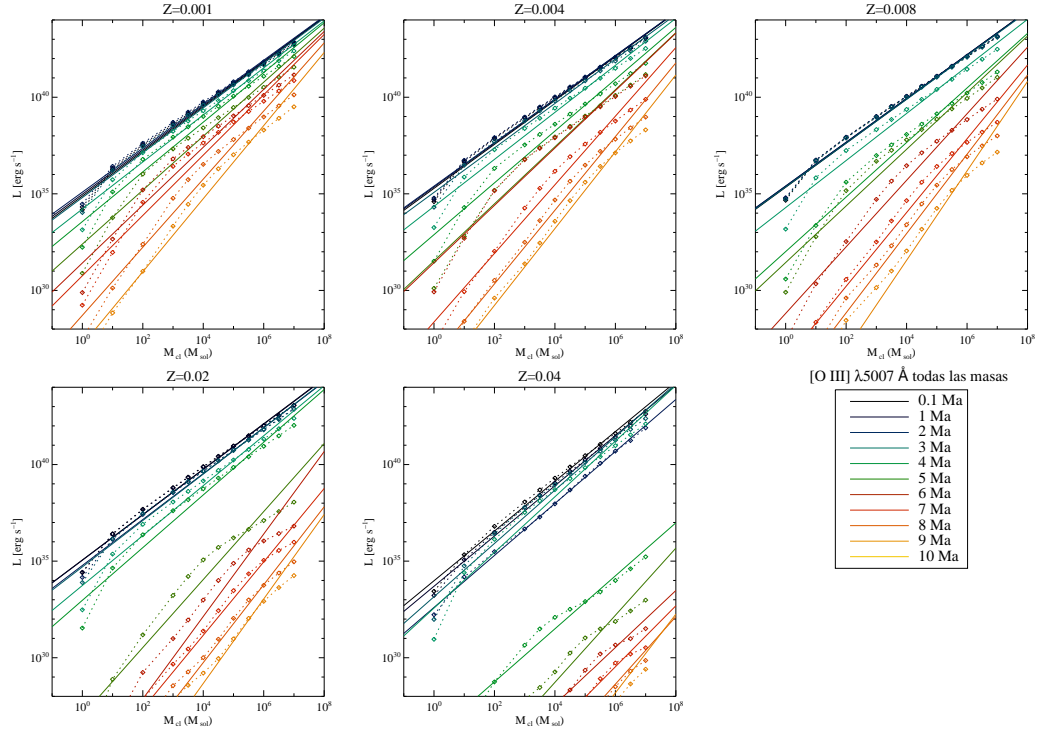
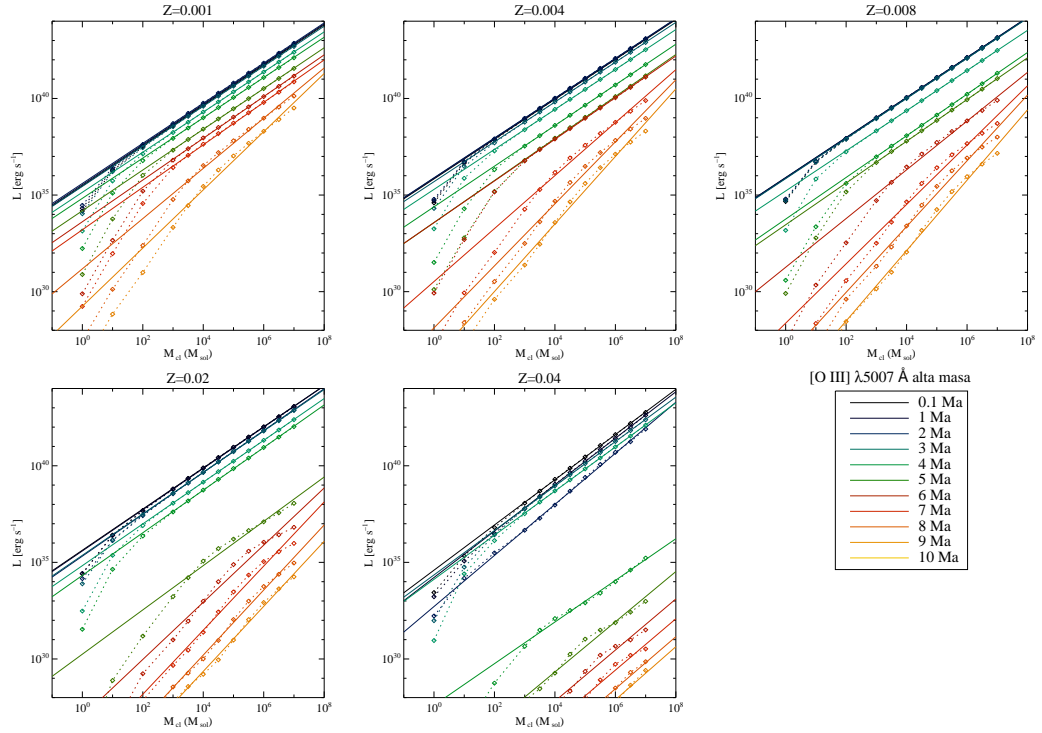


FIGURA 4.4: Resultados de las regresiones de alta masa para He II $\lambda 4686$ Å y He I $\lambda 5876$ Å. En línea discontinua se muestran las edades para las cuales no se cumple el criterio de visibilidad de $EW_{SR} \geq 1$ Å. Colores como en Fig. 4.1.

y $H\beta$. Esto puede ser debido a que la competencia con otras especies es más relevante para el helio que para el hidrógeno debido a la diferencia de abundancias entre ambos.

4.3.3. Relaciones de escala para líneas colisionales

Siguiendo el mismo método usado para las líneas de recombinación hemos construido relaciones de escala para las líneas colisionales listadas en la tabla 4.3. Puesto que las líneas colisionales además de depender de $Q(H^0)$ tienen también una fuerte dependencia con la temperatura electrónica (T_e), a priori no era de esperar que ninguna de las relaciones obtenidas tenga una pendiente constante con la edad, ni que sea prácticamente igual a 1, tal y como se da para las intensidades del continuo o $H\alpha$ y $H\beta$. Tampoco cabía esperar que las regresiones ajusten perfectamente para todos los puntos de los modelos. Para nuestra sorpresa, tal y como muestran las gráficas de los resultados (ver apéndice B), en la mayoría de los casos los resultados de los modelos se ajustan bien mediante leyes de potencias. Dado que los ajustes no son perfectos se observan diferencias, en algunos casos muy notables pero coherentes dentro de las aproximaciones usadas, entre las regresiones completas y las de alta masa. Las Figs. 4.5 y 4.6 sirven para ilustrar esta situación, en ellas se muestran las regresiones completas y las de alta masa para [O III]

FIGURA 4.5: Regresiones completas para [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$. Símbolos como en Fig. 4.3.FIGURA 4.6: Regresiones de alta masa para [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$. Símbolos como en Fig. 4.3.

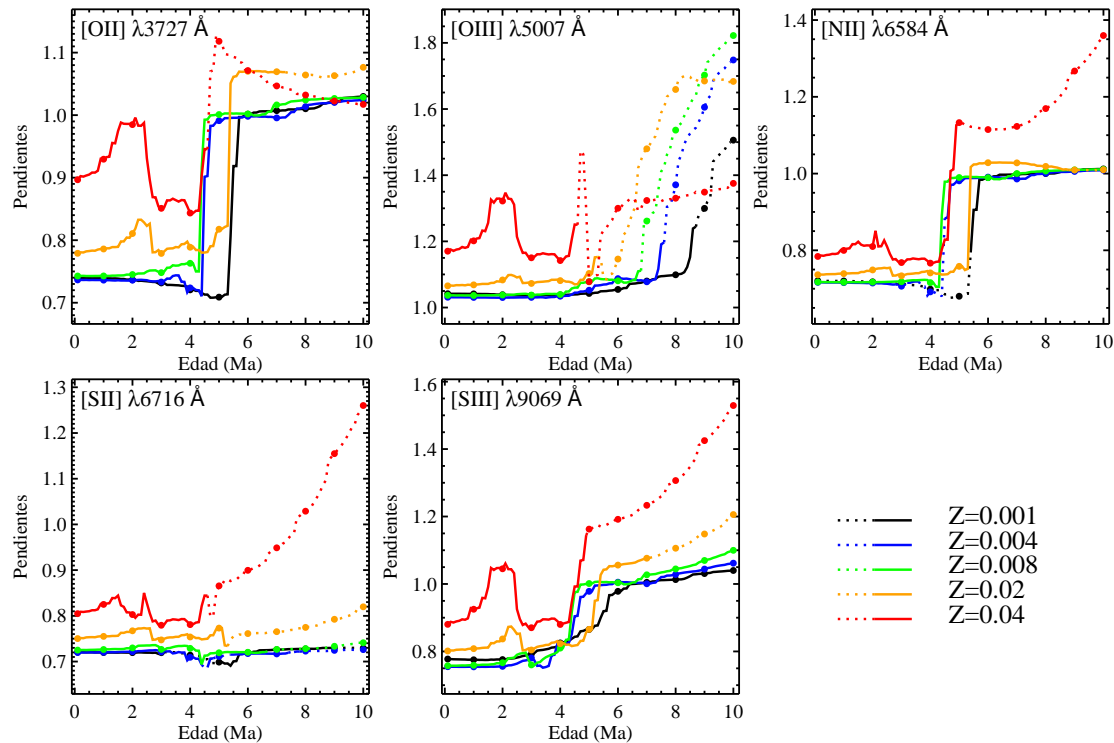


FIGURA 4.7: Pendientes de las relaciones de escala calculadas para varias líneas colisionales. Líneas y colores como en Fig. 4.4.

λ 5007 Å. En aquellos casos en el que ambos tipos de regresiones difieren el uso de unas u otras conducirían a deducciones distintas.

En la siguiente sección discutiremos cuál de los tipos de regresiones es el más adecuado. Otro aspecto relevante es la variación de las relaciones de escala con la edad. En la Fig. 4.7 se muestran las pendientes de las regresiones de alta masa obtenidas para algunas de las líneas más relevantes. Se aprecian los distintos comportamientos que las pendientes de las relaciones de escala de estas líneas presentan. En la sección 4.4 interpretaremos estos distintos comportamientos, baste recordar aquí que los distintos valores de las pendientes implican distintas dependencias con la masa.

4.3.4. Descarte de las regresiones completas y validación de las de alta masa

Las diferencias observadas entre las regresiones completas y las regresiones de alta masa para las líneas colisionales hace necesario discernir qué regresiones son más fiables. Como ya hemos comentado anteriormente, el espectro medio proporcionado por el modelo de

síntesis es más representativo de cúmulos reales de masas altas que de masas inferiores, debido a los efectos de muestreo que afectan a los cúmulos de baja masa. Es por este motivo por el que buscaremos aquellas regresiones que mejor ajusten las simulaciones de alta masa que son las más realistas. Obviamente las regresiones de alta masa son a priori las que mejor ajustan dichas simulaciones. Aunque hemos visto que para las líneas de recombinación y para el continuo, debido a la proporcionalidad de la intensidad con $Q(H^0)$, las regresiones completas no difieren mucho de las regresiones de alta masa excepto para edades viejas, para las líneas colisionales sí que hay importantes diferencias. Esto ya lo vimos en las Figs. 4.5 y 4.6 y también se aprecia en las Figs. 4.8 y 4.9 donde se comparan las regresiones completas y de alta masa para $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$ y $[N\ II] \lambda\ 6584\ \text{\AA}$ respectivamente. La curvatura presente en las simulaciones de baja masa, y que está presente en mayor o menor medida en todas las líneas colisionales, hace que las regresiones completas se desvíen de los valores de alta masa.

Debido a los efectos de muestreo que sabemos que ocurren en cúmulos de baja masa y a la aparición de dicha curvatura, de aquí en adelante trabajaremos exclusivamente con las regresiones de alta masa que, por lo anteriormente discutido, resultan más fiables.

4.4. Análisis de las relaciones de escala

Analizaremos a continuación más detalladamente las relaciones de escala obtenidas, prestando especial atención a la variación de la dependencia en masa con la edad.

4.4.1. Clasificación por pendientes

En la Figs. 4.10, y 4.11 se muestran más detalladamente los resultados de las regresiones de alta masa de algunas de las líneas colisionales más relevantes: pendientes, valor para $M_{cl}=1\ M_{\odot}$ y coeficiente de correlación r . En el apéndice B se muestran las gráficas para todas las líneas estudiadas. Los colores y formatos de líneas tienen el mismo significado que en la Fig. 4.4. Para un mejor análisis hemos dividido las líneas estudiadas en cuatro grupos de acuerdo con el comportamiento que muestran sus respectivas pendientes con la edad. Los criterios seguidos en dicha clasificación son :

- Grupo 1: pendientes aproximadamente igual a 1.

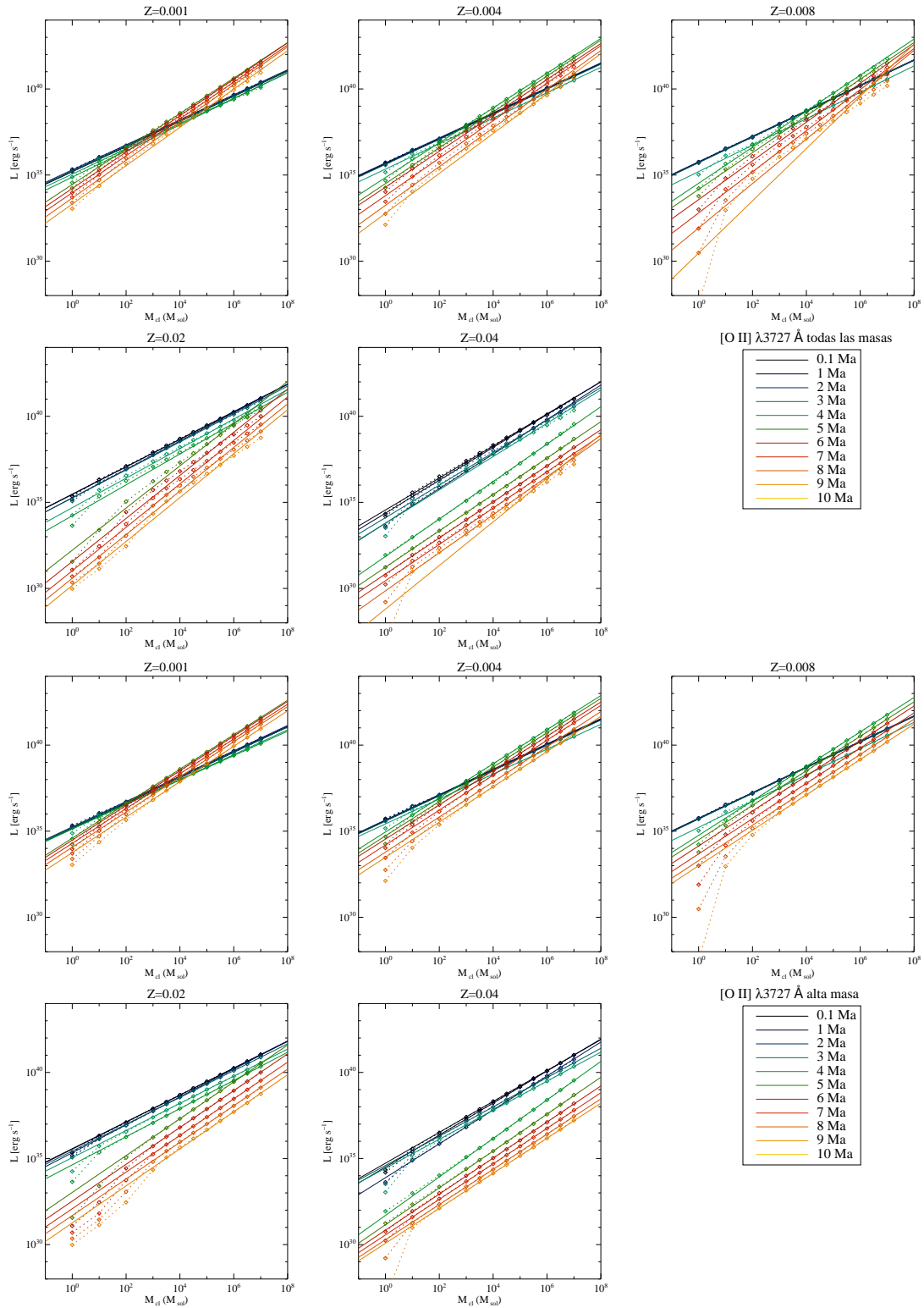


FIGURA 4.8: Regresiones completas y de alta masa para [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$. Símbolos como en Fig. 4.3.

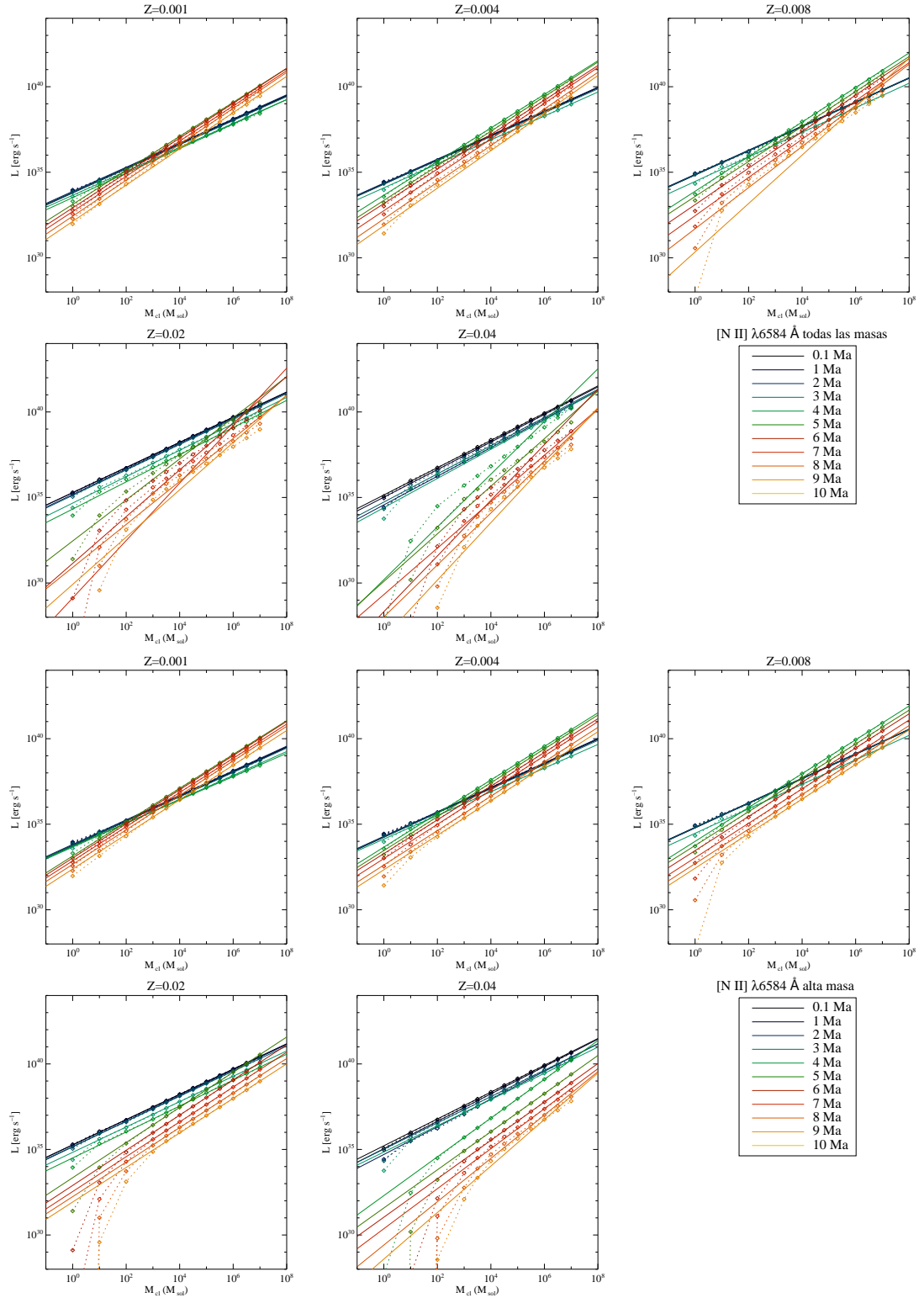


FIGURA 4.9: Regresiones completas y de alta masa para $[\text{N II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$. Símbolos como en Fig. 4.3.

Clases	Líneas
Clase 1 pendiente=1	He II λ 4686 Å H β λ 4861 Å He I λ 5876 Å H α λ 6563 Å
Clase 2 pendiente<1	[S II] λ 4070 Å [S II] λ 4078 Å [O I] λ 6300 Å [S II] λ 6716 Å [S II] λ 6720 Å [S II] λ 6731 Å
Clase 3 pendiente>1	[Ne III] λ 3869 Å [Ne III] λ 3968 Å [O III] λ 4363 Å [O III] λ 4959 Å [O III] λ 5007 Å [S IV] λ 10 μ [Ne III] λ 15 μ [Ne III] λ 36 μ [O III] λ 51 μ
Clase 4 pendiente \approx 0.7-0.8 para edades \lesssim 4.5 Ma pendiente \approx 1 para edades \gtrsim 4.5 Ma	[O II] λ 3726 Å [O II] λ 3727 Å [O II] λ 3729 Å [S III] λ 6312 Å [N II] λ 6548 Å [N II] λ 6584 Å [Ar III] λ 7135 Å [O II] λ 7323 Å [O II] λ 7332 Å [S III] λ 9069 Å [S III] λ 9532 Å [Ar II] λ 7 μ [Ar III] λ 9 μ [Ne II] λ 12 μ [S III] λ 18 μ [S III] λ 33 μ [N III] λ 57 μ [O III] λ 88 μ [N II] λ 121 μ

TABLA 4.4: Clasificación de líneas por pendientes.

- Grupo 2: pendientes menores a 1.
- Grupo 3: pendientes mayores a 1.
- Grupo 4: pendientes alrededor de 0.7-0.8 para edades menores de aproximadamente 4.5 Ma y aproximadamente igual a 1 para edades mayores de 4.5 Ma.

En la tabla 4.4 se muestran las líneas de emisión estudiadas ordenadas de acuerdo con la clasificación anterior. Inspeccionando dicha tabla vemos que las líneas de clase 1 son líneas de recombinación, que como ya hemos visto, son proporcionales al $Q(H^0)$ que en nuestros modelos para una misma metalicidad y edad está directamente relacionado con la masa. Las líneas colisionales presentan diversos comportamientos debido a los

diversos potenciales de ionización y diversas temperaturas electrónicas necesarias para su excitación. La clase 2 corresponde a líneas colisionales de baja excitación de iones con potenciales de ionización bajos (iguales o menores al del H). En la clase 3 se clasifican líneas colisionales de iones con potenciales de ionización alto (por encima de los del He) o, en el caso de $[\text{Ne III}] \lambda 3968 \text{ \AA}$, de líneas de alta excitación de iones con potenciales intermedios. Finalmente la clase 4 está conformada por líneas colisionales de iones con potenciales de ionización intermedios o de baja excitación de iones con potenciales de ionización intermedios y altos. Explicaremos el comportamiento de las pendientes dentro de cada clase usando algunas líneas de emisión a modo de ejemplo.

En la Fig. 4.10 izquierda se muestran las pendientes para la línea $[\text{S II}] \lambda 6716 \text{ \AA}$, que es el paradigma de las líneas de clase 2. Estas líneas, al pertenecer a iones con bajo potencial de ionización, no requieren de un continuo ionizante muy intenso (es decir de masas muy altas) o duro para ser generadas. Por lo tanto no tienen una fuerte dependencia con la masa ni varían mucho con la edad.

El caso contrario lo encontramos en las líneas de clase 3, como es el caso de $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ (ver Fig. 4.10 derecha), que son líneas de iones con potenciales de ionización alto. Para generar estas líneas se requieren continuos intensos y lo suficientemente duros como para ionizar el ion correspondiente. Por este motivo hay una fuerte dependencia en masa. A medida que el cúmulo envejece y el continuo ionizante se ablanda se requiere mayores masas para generar estas líneas y eso explica la tendencia creciente de la pendiente con la edad.

La situación intermedia entre la clase 2 y la clase 3 queda reflejada en la clase 4. En la Fig. 4.11 se muestra como ejemplo las pendientes para las líneas $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$ (izquierda) y $[\text{N II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$ (derecha) respectivamente. En los dos casos, hay dos regímenes, uno joven con pendientes alrededor de 0.7, y uno más viejo con pendientes alrededor de 1.1. La transición entre los dos regímenes ocurre en el rango de edades de 4 - 5.5 Ma, dependiendo de la metalicidad. Este cambio es debido al ablandamiento del continuo ionizante en ese rango de edad. Al reducirse la dureza del espectro es necesaria mayor intensidad del continuo ionizante, i. e. masas mayores, para generar la línea.

La fiabilidad de estas relaciones de escala puede ser comprobada comparando los resultados obtenidos a partir de ellas con los resultados obtenidos directamente de los modelos. Estas comparaciones se han hecho mediante diagramas de diagnóstico. Al mismo tiempo

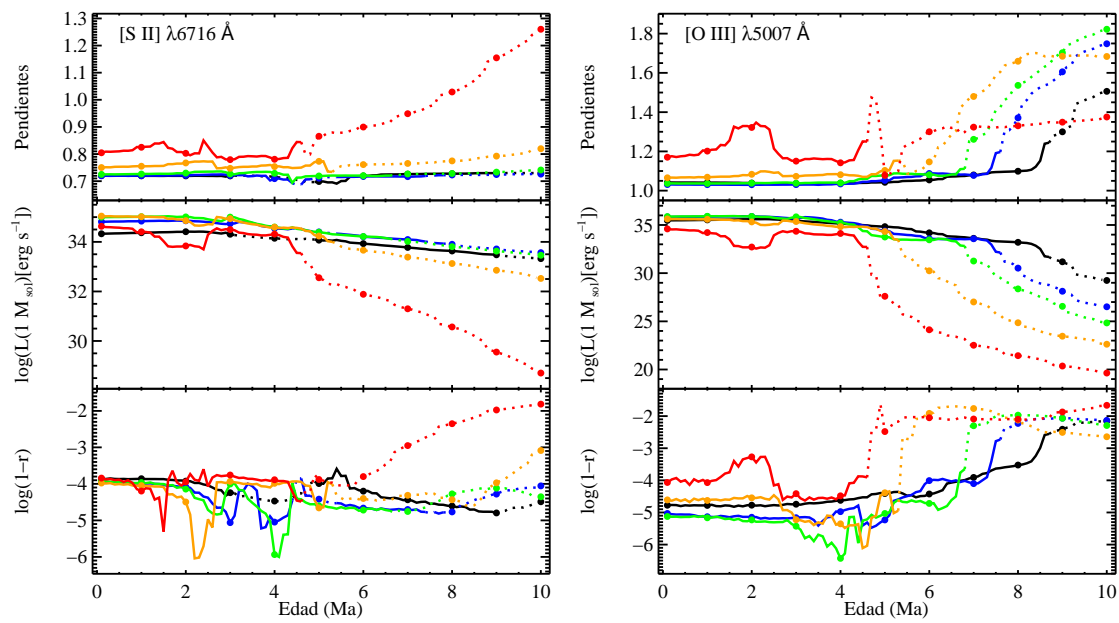


FIGURA 4.10: Resultados de las regresiones de alta masa para la línea [S II] λ 6716 Å (izquierda) y [O III] λ 5007 Å (derecha) como ejemplos de líneas de clase 2 y 3 respectivamente. Líneas y colores como en Fig. 4.4.

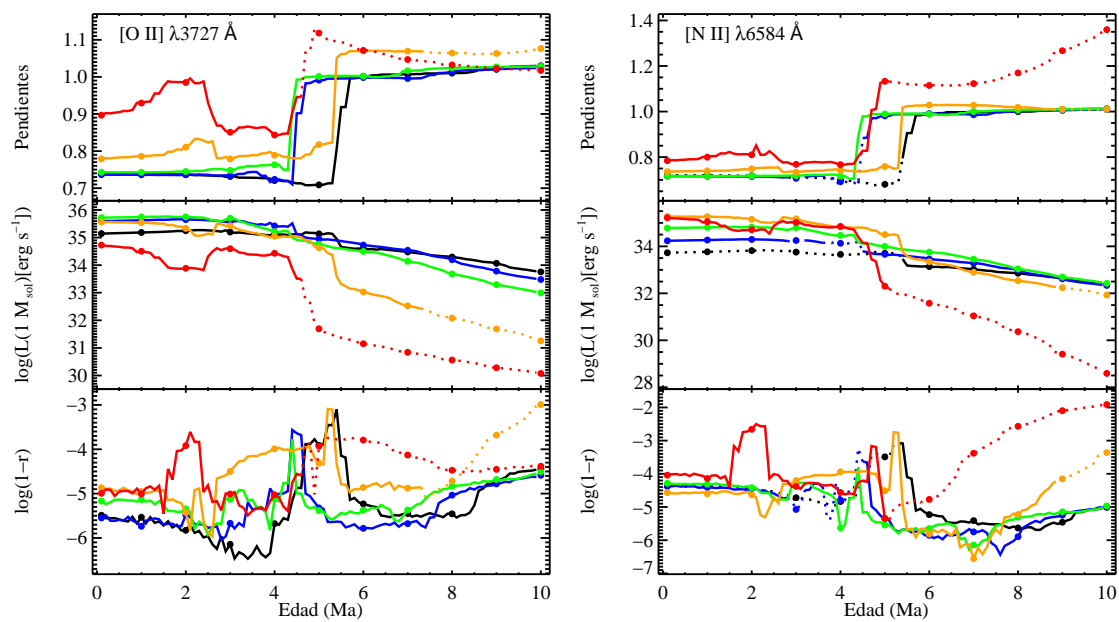


FIGURA 4.11: Resultados de las regresiones de alta masa para la línea [O II] λ 3727 Å (izquierda) y [N II] λ 6584 Å (derecha), como ejemplos de líneas de clase 4. Líneas y colores como en Fig. 4.4.

se han obtenido pistas de la influencia de la masa del cúmulo en dichos diagramas, como se muestra en la sección 4.5.3.

4.5. Resultados

En esta sección analizaremos los resultados de los modelos y los compararemos con los obtenidos mediante relaciones de escala para así comprobar la fiabilidad de éstas. Primero estudiaremos las anchuras equivalentes de algunas de las líneas más relevantes, centrándonos en su uso como indicadores de la edad. A continuación nos fijaremos en dos de las líneas de recombinación del hidrógeno, $H\alpha$ y $H\beta$, más específicamente en su uso como estimadores de extinción. Finalmente compararemos los resultados de las relaciones de escala con los obtenidos directamente de los modelos haciendo uso de diagramas de diagnóstico y de algunos indicadores ampliamente usados.

4.5.1. Anchuras equivalentes

Haciendo uso de las relaciones de escala obtenidas para las líneas de emisión y para los continuos adyacentes a dichas líneas, hemos estimado las anchuras equivalentes (EW_{SR}), mediante la expresión;

$$EW_{\text{SR}} = \frac{A_{\text{line}} \times M_{\text{cl}}^{\beta}}{A_{\text{cont}} \times M_{\text{cl}}} = \frac{A_{\text{line}}}{A_{\text{cont}}} \times M_{\text{cl}}^{\beta-1}, \quad (4.7)$$

donde el subíndice SR indica que se ha obtenido mediante relaciones de escala. A_{line} , siguiendo la ecuación 4.6, es la luminosidad de la línea para $M_{\text{cl}} = 1 M_{\odot}$, calculada mediante la extrapolación de la relación de escala correspondiente hasta dicha masa y β la pendiente (exponente) de dicha relación. Análogamente A_{cont} es la luminosidad del continuo adyacente a la línea para $1 M_{\odot}$. Recordemos que para el continuo la pendiente de las relaciones de escala es prácticamente igual a 1. Las anchuras equivalentes obtenidas mediante las relaciones de escala tienen más dependencia de las hipótesis geométricas (radio interno, covering y filling factors) que las pendientes de las relaciones de escala, debido a la gran dependencia de A_{line} y A_{cont} con la geometría.

En las Figs. 4.12, 4.14, 4.15 y 4.16, mostramos las comparaciones entre las EW_{SR} obtenidas mediante las relaciones de escala con las EW obtenidas directamente de los modelos

para algunas de las líneas más relevantes. En el apéndice C se muestran las gráficas para todas las líneas estudiadas. Aunque se observan algunas diferencias para las curvas de baja masa, las relaciones de escala reproducen satisfactoriamente las anchuras equivalentes obtenidas directamente de los modelos.

Esto nos permite usar las EW_{SR} calculadas con relaciones de escala para imponer, de forma autoconsistente y a posteriori, el criterio de visibilidad que explicamos en la sección 4.3 ($EW_{\text{SR}} > 1 \text{ \AA}$) a los resultados obtenidos mediante relaciones de escala. Aunque para esto nosotros hemos usado las regresiones del continuo que hemos calculado, se puede hacer la aproximación de considerar que el continuo tiene pendiente $\beta=1$ sin cometer errores importantes. Gracias a esto se puede calcular fácil y rápidamente las pendientes de las EW_{SR} a partir de las regresiones de las líneas de emisión y así obtener una estimación de la dependencia de las EW con la masa.

Analizaremos a continuación los resultados obtenidos directamente de los modelos para las EW de algunas líneas relevantes.

4.5.1.1. Anchura equivalente de $H\beta$

Las anchuras equivalentes de $H\beta$ obtenidas de los modelos se muestran en la Fig. 4.12. La gráfica muestra los resultados para la malla completa (incluidas todas las masas asumidas). Los diferentes tipos de líneas representan las diferentes masas de cúmulo mientras que los colores representan las metalicidades. Aunque para una metalicidad dada la forma de las curvas para las diferentes masas es semejante, hay pequeñas diferencias que dependen de la masa del cúmulo. Estas diferencias son siempre menores de 0.1 dex.

Como comprobación de la $EW(H\beta)$ obtenidas de los modelos de síntesis, hemos comparado el cociente de la luminosidad de $H\beta$ con el número de fotones ionizantes del hidrógeno, $Q(H^0)$. Los modelos de síntesis asumen un valor constante alrededor de $L(H\beta) = 4.8 \times 10^{-13} \Delta(\Omega/4\pi) \Delta Q(H^0)$, (e.g. Cerviño & Mas-Hesse 1994) correspondiente al caso con $T_e = 10^4 \text{ K}$, $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ y $He/H = 0.1$. En la Fig. 4.13 se muestra que la relación entre $L(H\beta)$ y $Q(H^0)^{\text{cl}}$ solo varía $\sim 15\%$ durante las edades consideradas. El pequeño rango de valores del cociente $L(H\beta)/Q(H^0)^{\text{cl}}$ mostrado en la Fig. 4.13 es coherente con la proporcionalidad de $L(H\beta)$ con $Q(H^0)$.

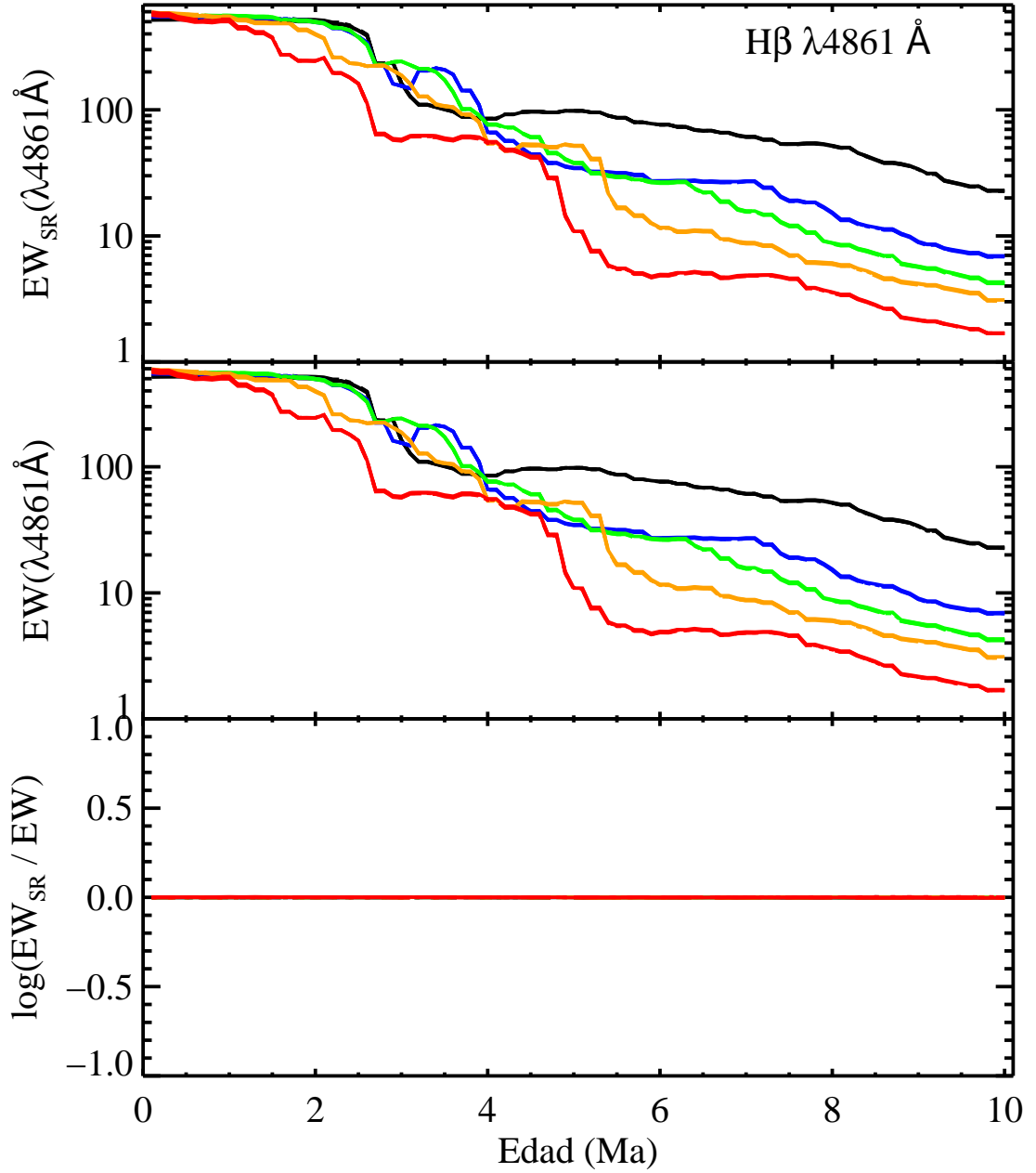


FIGURA 4.12: Anchuras equivalentes de la línea $H\beta$ frente a la edad para $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$ y todas las metalicidades. De arriba a abajo: Anchuras equivalentes obtenidas a partir de las relaciones de escala, anchuras equivalentes obtenidas directamente de los modelos y diferencias entre ambas. El trazo de la línea representa la masa. Raya larga: $10^3 M_{\odot}$. Raya-punto: $10^4 M_{\odot}$. Puntos: $10^5 M_{\odot}$. Raya corta: $10^6 M_{\odot}$. Continua: $10^7 M_{\odot}$. Colores como en Fig. 4.1.

Resumiendo, $EW(H\beta)$ es un indicador “suficientemente bueno” de la edad de las regiones H II (Copetti et al. 1986) una vez conocido el covering factor. $EW(H\beta)$ depende principalmente de la metalicidad (Cerviño & Mas-Hesse 1994) y de la edad del cúmulo, con casi ninguna variación con la masa del cúmulo, siempre y cuando no se consideren efectos de muestreo (ver sin embargo Cerviño et al. 2000, 2002b).

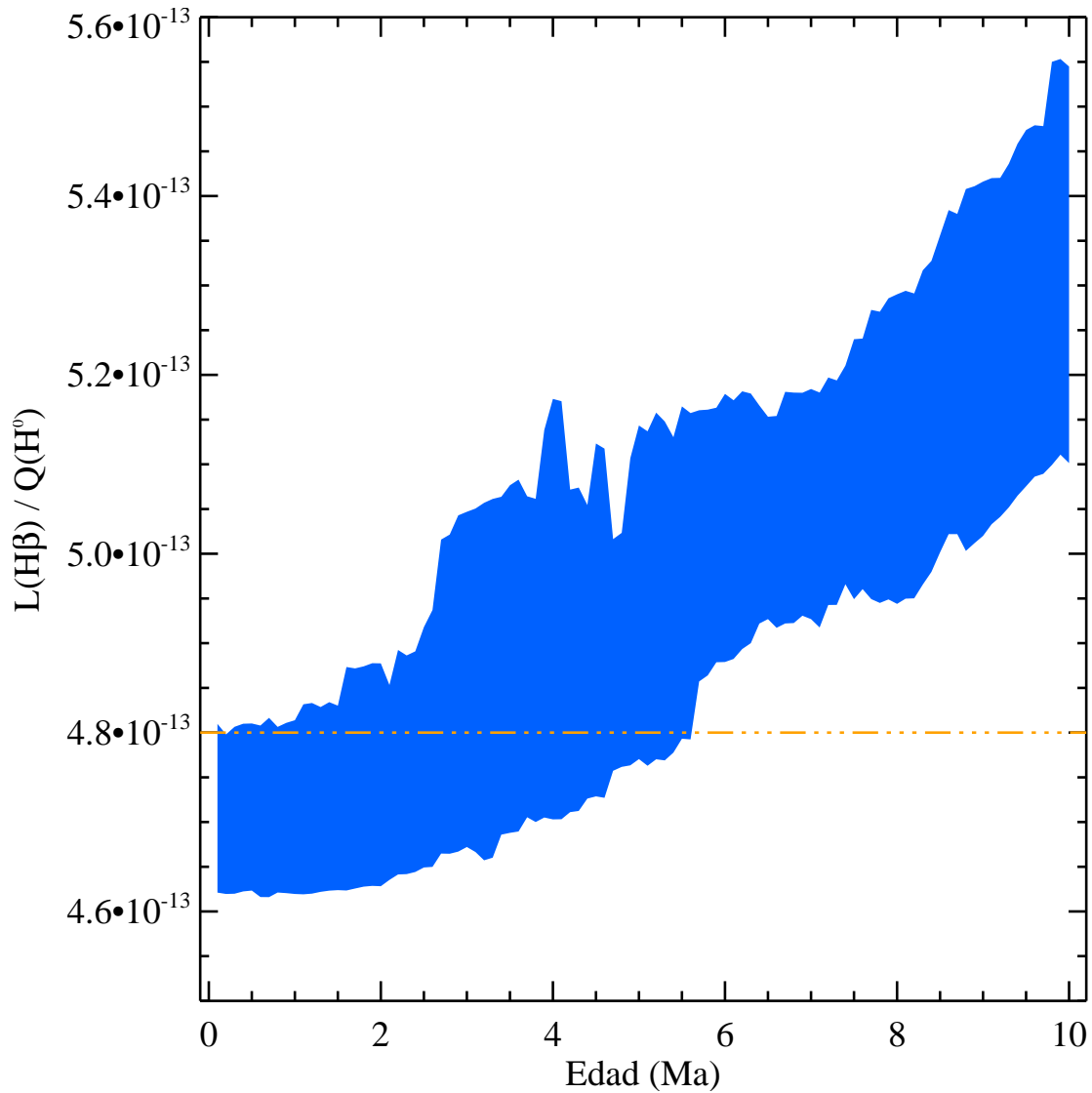


FIGURA 4.13: Cociente de la luminosidad de $H\beta$ entre el número de fotones ionizantes del hidrógeno, $Q(H^0)$, frente a la edad. La zona sombreada corresponde al rango de valores obtenidos para el cociente. Línea raya-puntos: valor asumido por los modelos de síntesis.

La pequeña dependencia de $EW(H\beta)$ con la masa que obtenemos en nuestros resultados es fruto de la dependencia lineal del continuo con la masa y de la dependencia también lineal con la masa de la luminosidad de $H\beta$, ya comentadas, que se anulan entre sí al hacer el cociente.

4.5.1.2. Anchuras equivalentes de líneas colisionales

Teniendo en cuenta que la intensidad del continuo es proporcional a la masa del cúmulo, es evidente que las distintas dependencias con la masa que presenta $[O\ II] \lambda\ 3727\ \text{\AA}$

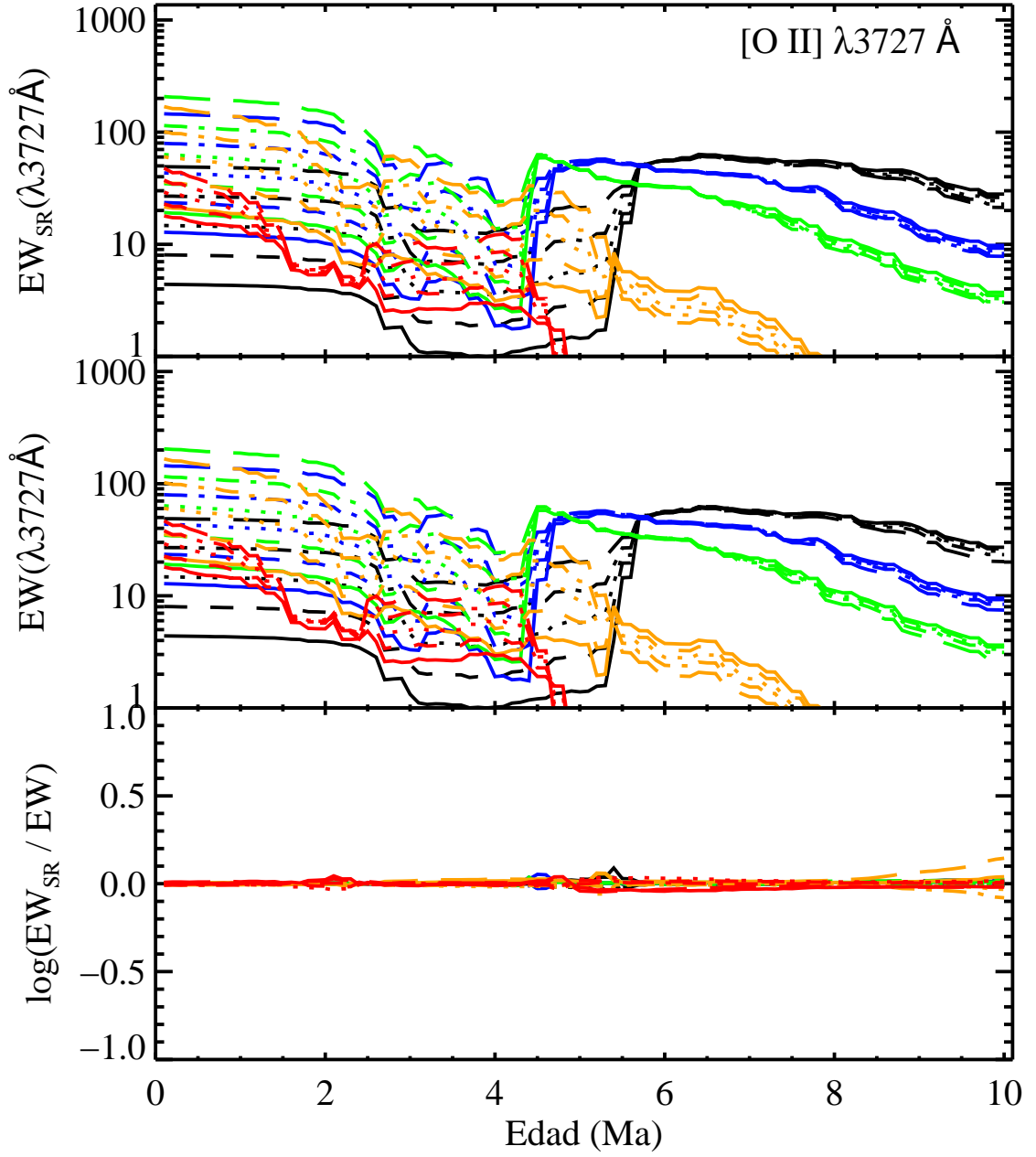


FIGURA 4.14: Anchuras equivalentes de la línea [O II] λ 3727 Å. Disposición y símbolos como en Fig. 4.12.

implican que su anchura equivalente también presentará distintas dependencias con la masa. Esto se puede comprobar en Fig. 4.14 en la cual se muestra $EW([O \text{ II}] \lambda 3727)$ para $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$ y todas las metalicidades consideradas. Para las edades menores de aproximadamente 4.5 Ma, donde las pendientes son distintas de 1, hay una clara dependencia de $EW([O \text{ II}] \lambda 3727)$ con la masa. Por otro lado, la $EW([O \text{ II}] \lambda 3727)$ es casi independiente de la masa del cúmulo para edades mayores de aproximadamente 4.5 Ma.

También es de destacar el caso de línea [O III] λ 5007 Å. Considerando todas las metalicidades excepto $Z=0.040$, se puede adoptar un valor de 1.05 como pendiente representativa de esta línea de emisión. No hemos considerado los resultados para $Z=0.040$ porque los modelos de trazas evolutivas para metalicidades tan altas adolecen de diversos problemas (cálculo de opacidades, falta de objetos de calibración). Usando dicho valor para la pendiente obtenemos que $EW([O\ III]\ \lambda\ 5007) \propto M_{cl}^{0.05}$. Por lo tanto $EW([O\ III]\ \lambda\ 5007)$ en principio parecería ser un indicador adecuado de la edad tal y como [Stasińska & Leitherer \(1996\)](#) propusieron. Sin embargo, la dependencia de la intensidad de la línea con la masa es lo suficientemente grande como para producir una incertidumbre no despreciable en la edad. Esto se puede comprobar en la Fig. 4.15 donde se muestra la anchura equivalente de [O III] λ 5007 Å. Comparando con la Fig. 4.12 se puede ver que las secuencias para una misma metalicidad abarcan un rango más grande de $EW([O\ III]\ \lambda\ 5007)$ que para $EW(H\beta)$. Además hay más casos multivaluados si se usa [O III] λ 5007 Å. Por lo tanto es necesario tener precaución cuando se use esta línea para estimar la edad. En la Fig. 4.15 se puede ver también que el rango de edad en el que $EW([O\ III]\ \lambda\ 5007)$ es aplicable como estimador de la edad es menor que el de $EW(H\beta)$, porque $EW([O\ III]\ \lambda\ 5007)$ y, por lo tanto, la detectabilidad de la línea, decrecen más rápido con la edad que $EW(H\beta)$.

Las pendientes de [S II] λ 6716 Å, como ejemplo de línea de clase 2, son en todos los casos considerados menores que 1. Esto significa que sus EW (ver Fig. 4.16) y sus cocientes con $H\alpha$ y $H\beta$ decrecerán con la masa del cúmulo, efecto que se observa en la gráfica.

4.5.2. $H\alpha$, $H\beta$ y extinción

Las líneas $H\alpha$ y $H\beta$ de recombinación del hidrógeno se usan en multitud de métodos de estimación de propiedades debido fundamentalmente a tres motivos: pertenecen al elemento más abundante del Universo, son intensas y caen en el rango visible del espectro.

El cociente de estas dos líneas, $H\alpha/H\beta$, es usado comúnmente para estimar la extinción. En los modelos de síntesis de población para zonas de formación estelar (e.g. SED@: [Cerviño et al. 2002b](#); [Mas-Hesse & Kunth 1991](#), Starburst 99: [Leitherer & Heckman 1995](#); [Leitherer et al. 1999](#)) se asume normalmente un valor constante calculado bajo las hipótesis de caso B, $n = 100\text{ cm}^{-3}$ y $T_e = 10^4\text{ K}$. Esto es, no se considera la dependencia

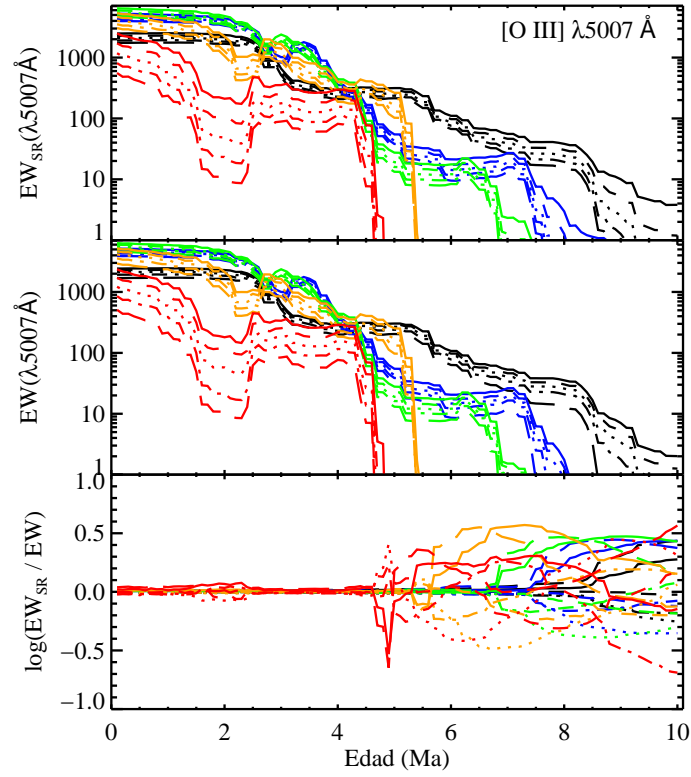


FIGURA 4.15: Anchuras equivalentes de la línea [O III] λ 5007 Å. Disposición y símbolos como en Fig. 4.12.

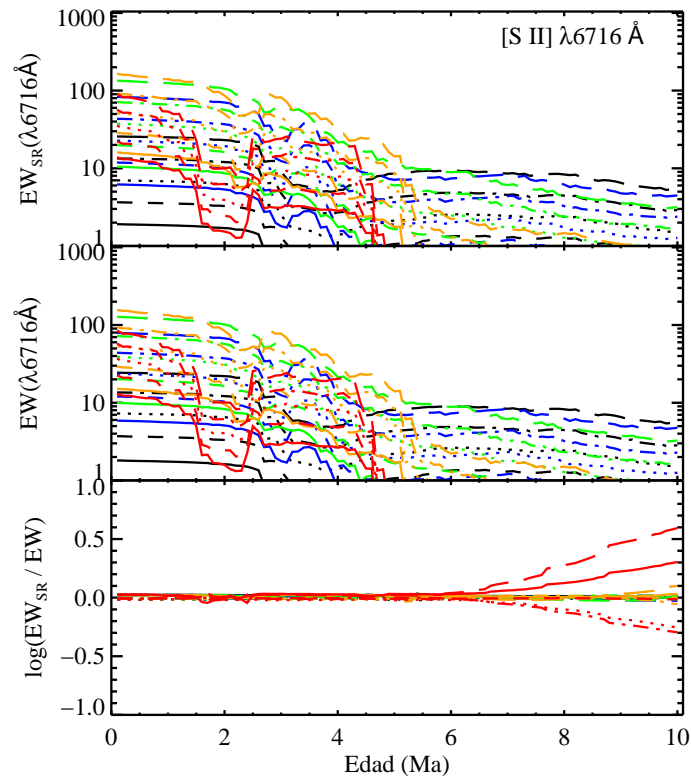


FIGURA 4.16: Anchuras equivalentes de la línea [S II] λ 6716 Å. Disposición y símbolos como en Fig. 4.12.

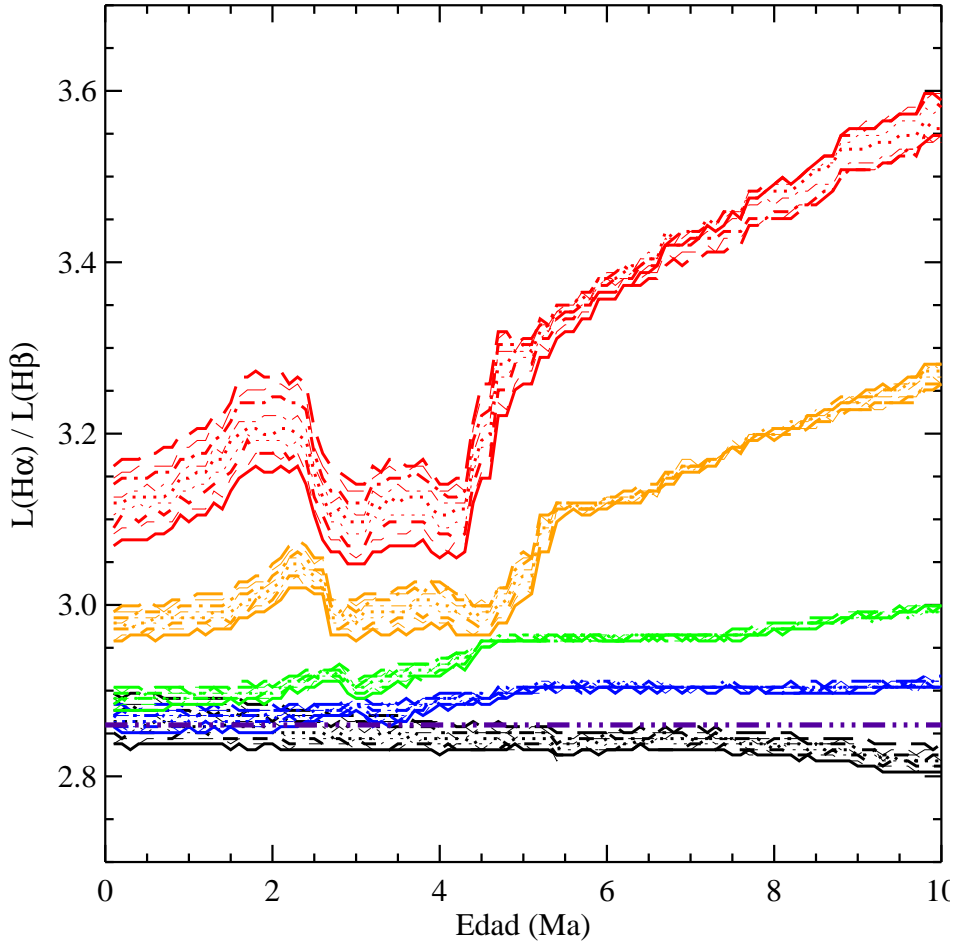


FIGURA 4.17: Cociente $H\alpha/H\beta$ frente a la edad para las simulaciones con $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$. La línea morada raya-punto-punto, representa el valor asumido normalmente. Resto de símbolos como en Fig. 4.12.

de ese cociente con la masa. Bajo estas condiciones el valor del cociente es $H\alpha/H\beta=2.87$ (Osterbrock & Ferland 2006).

En la Fig. 4.17 se muestra que dicha hipótesis no es correcta. En ella se representa el cociente $H\alpha/H\beta$ para los modelos con $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$. En general las mayores discrepancias entre los resultados de los modelos y el valor asumido normalmente se da para $Z=0.040$. No obstante, la mayor discrepancia corresponde al modelo con $Z=0.008$ y $1 M_{\odot}$ para una edad de 10 Ma (no mostrada en la figura), en el cual el cociente es $\sim 50\%$ mayor que el valor asumido usualmente, lo que implica $E(B - V) = 0.36$. Sin embargo, para esa masa de cúmulo el espectro medio obtenido mediante los modelos de síntesis es simplemente un resultado académico tal y como hemos señalado anteriormente. Considerando solo los modelos con $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$ encontramos para $Z=0.040$, 10 Ma y masas

mayores de $10^6 M_{\odot}$, una discrepancia máxima de aproximadamente 25 %. En cualquier caso este valor solo es un límite superior a las diferencias pues a edades tan altas puede ser difícil detectar la región H II, por falta de fotones ionizantes y/o por dilución del gas. Considerando edades menores (0.1-6 Ma), se encuentran diferencias cercanas al 18 % para $Z=0.040$ y masas $10^{3.5}$ y $10^4 M_{\odot}$ a 6 Ma. Excluyendo también los modelos de mayor metalicidad encontramos diferencias cercanas al 9 % para $Z=0.020$, $M_{cl} \geq 10^{4.5} M_{\odot}$ a edades cercanas a 6 Ma.

El uso de un valor incorrecto de $H\alpha/H\beta$ conduce a una estimación incorrecta de la extinción que afecta a las intensidades de las líneas. Por ejemplo un exceso de un 9 % con respecto al valor asumido normalmente conlleva:

$$E(B - V) = \frac{\log \left(\frac{(H\alpha/H\beta)_{casoB}}{(H\alpha/H\beta)_{modelo}} \right)}{0.4(k_{\alpha} - k_{\beta})} = \frac{\log \left(\frac{2.87}{1.08 \cdot 2.87} \right)}{0.4 \cdot (-1.188)} = 0.08, \quad (4.8)$$

donde los valores de k_{α} y k_{β} han sido extraídos de [Seaton \(1979\)](#). Aunque este valor de $E(B - V)$ es pequeño, este ejercicio muestra que las estimaciones de $E(B - V)$ a partir del análisis de líneas de emisión, sin el uso de modelos a medida para la región de estudio ([Luridiana et al. 2003](#); [Luridiana & Peimbert 2001](#); [Luridiana et al. 1999](#)), tienen unas incertidumbres intrínsecas con valores que pueden ser del orden de 0.1.

4.5.3. Diagramas de diagnóstico

En la Fig. 4.18 se muestra el diagrama de [O III] 5007/H β frente a [N II] 6584/H α ([O III] vs. [N II]), uno de los propuestos por [Baldwin et al. \(1981\)](#) (diagramas BPT). Los resultados calculados a partir de los modelos se muestran con líneas continuas finas y con símbolos para algunas edades de referencia. Los resultados obtenidos con relaciones de escala de alta masa se representan con líneas gruesas. Los distintos colores representan la masa del cúmulo.

El criterio de visibilidad ($EW \geq 1$) se ha aplicado tanto a los resultados de los modelos como a los obtenidos mediante relaciones de escala. Los modelos que no cumplen la condición de visibilidad para alguna de las líneas involucradas no se muestran en la gráfica. Los casos para los que las relaciones de escala no cumplen con el criterio de visibilidad se muestran con línea discontinua. Como referencia se muestran las observaciones de

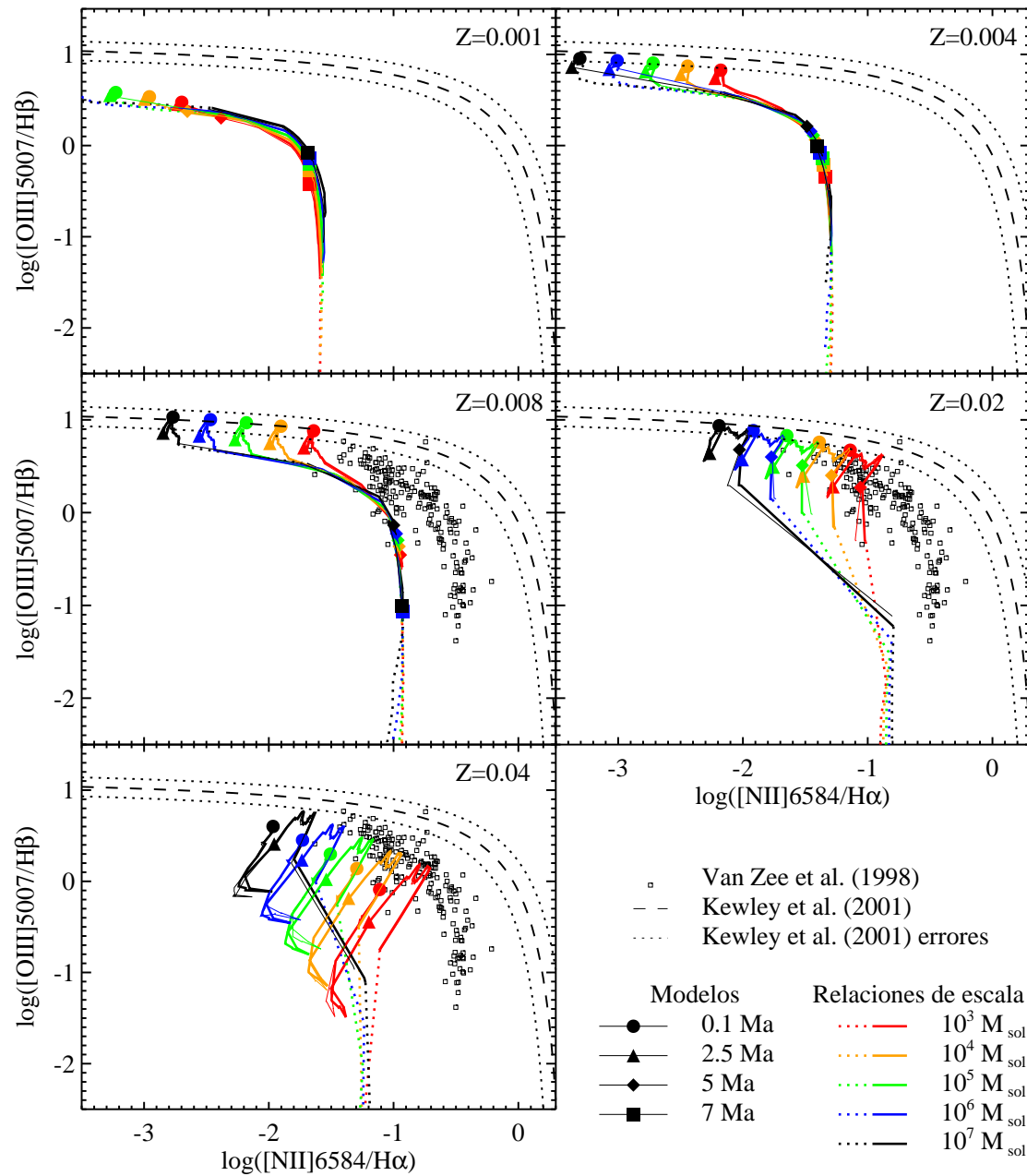


FIGURA 4.18: Diagrama de diagnóstico de $[O\text{ III}] 5007/H\beta$ frente a $[N\text{ II}] 6584/H\alpha$ para cada metalicidad. Los colores representan la masa de cúmulo. Líneas finas: resultados de los modelos, líneas gruesas: resultados de relaciones de escala, línea gruesa discontinua: resultados de relaciones de escala que no cumplen el criterio de visibilidad ($EW_{\text{SR}} \geq 1 \text{ \AA}$). Con símbolos sólidos superpuestos a las curvas de los modelos se representan los resultados para cuatro edades de referencia (círculo: 0.1 Ma; triángulo: 2.5 Ma; rombo: 5 Ma; cuadrado: 7 Ma). Como referencia se muestran también las observaciones de [van Zee et al. \(1998\)](#) (cuadrados negros huecos), y la curva de [Kewley et al. \(2001\)](#) (línea rayada negra) con sus límites de error (línea punteada negra).

[van Zee et al. \(1998\)](#) (cuadrados negros huecos), el límite teórico superior para zonas de formación estelar calculadas por [Kewley et al. \(2001\)](#) (línea rayada negra) y sus errores

estimados (línea punteada negra).

Todos los modelos y los resultados con relaciones de escala caen dentro de los límites de [Kewley et al. \(2001\)](#). Las relaciones de escala siguen las tendencias de los modelos con algunas pequeñas discrepancias a metalicidades altas. Comparando con las observaciones de [van Zee et al. \(1998\)](#) vemos que el cociente $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ de los modelos cubre el rango de las observaciones. Sin embargo, el acuerdo en el cociente $[\text{N II}] 6584/\text{H}\alpha$ no es tan bueno, debido probablemente a la elección de abundancias.

Se han realizado diversas calibraciones de la secuencia de las regiones H II en el diagrama $[\text{O III}]$ vs. $[\text{N II}]$. En una de las primeras ([Evans & Dopita 1985](#)) se menciona la limitada utilidad de dicho diagrama para caracterizar regiones H II. Sin embargo, la delgada franja que las regiones H II extragalácticas forman en los diagramas BPT ([Kennicutt & Garnett 1996](#); [van Zee et al. 1998](#)), especialmente en el diagrama de $[\text{O III}]$ vs. $[\text{N II}]$, es una característica importante que los modelos teóricos deben reproducir y/o explicar. Dicha franja puede ser interpretada como un predominio de las regiones H II limitadas por radiación ([McCall et al. 1985](#)) o, como se ha hecho más recientemente, como el producto del pliegue del plano metalicidad-parámetro de ionización ([Dopita et al. 2000](#)). Este pliegue del plano de los modelos puede explicar la concentración de las regiones H II en la secuencia. La franja también ha sido interpretada como una secuencia de abundancias ([McCall et al. 1985](#), entre otros) y como una secuencia en la temperatura efectiva de los cúmulos ionizantes ([Kennicutt et al. 2000](#)). Nuestros modelos muestran que para una determinada metalicidad y $T_{\text{eff}}^{\text{cl}}$, i. e. edad constante, hay una secuencia decreciente de $Q(\text{H}^0)^{\text{cl}}$, o equivalentemente de masa decreciente, que tiene una tendencia similar, o al menos compatible con la observada. En la Fig. 4.19 se muestra el diagrama de diagnóstico de $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ frente a $[\text{S II}] 6716, 6731/\text{H}\alpha$. Los resultados obtenidos con las relaciones de escala siguen de nuevo la tendencias de los modelos, e incluso reproducen alguno de los rasgos de los modelos también con algunas pequeñas discrepancias a metalicidades altas.

De nuevo el acuerdo con las observaciones es mejor en el cociente $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$, obteniéndose por lo general valores del cociente $[\text{S II}] 6716, 6731/\text{H}\alpha$ menores que los de las observaciones. Hay que destacar que $[\text{S II}] \lambda\lambda 6716, 6731 \text{ \AA}$ en las regiones H II reales está probablemente afectada por choques y, puesto que Cloudy no implementa un

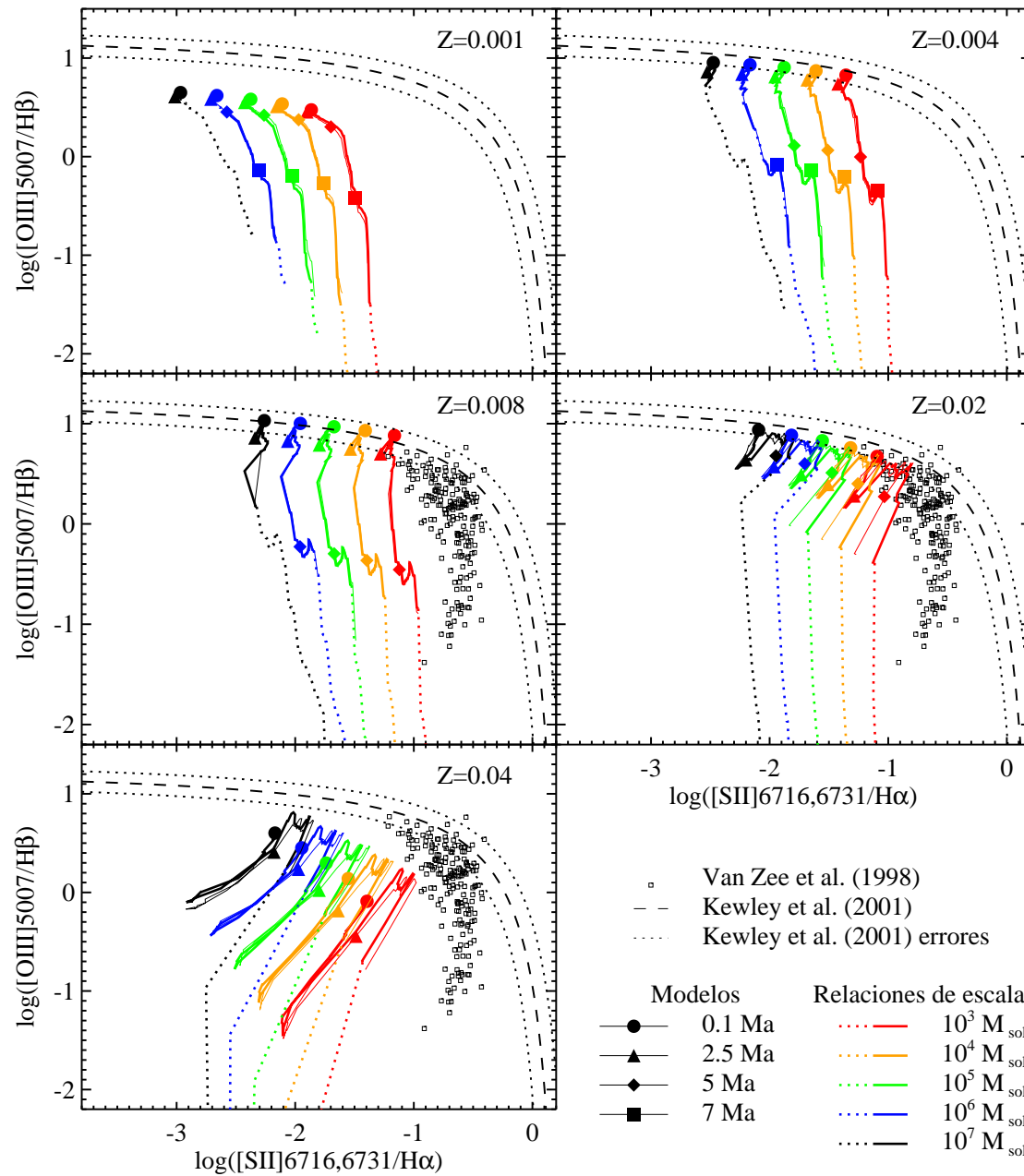


FIGURA 4.19: Diagrama de diagnóstico de $[O III] 5007/H\beta$ frente a $[S II] 6716,6731/H\alpha$ para cada metalicidad. Los símbolos tienen el mismo significado que en la Fig. 4.18.

tratamiento de dicho fenómeno, los resultados de esas líneas no son completas. El mismo razonamiento se puede aplicar a $[O I] \lambda 6300 \text{ \AA}$.

A partir de estas comparaciones concluimos que las relaciones de escala, aunque no exactas, son herramientas adecuadas para hacer una primera estimación de la contribución de la emisión de regiones $H II$ ionizadas por cúmulos más masivos que $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$ a la emisión global de la galaxia.

4.5.4. El parámetro η , R_{23} y S_{23}

El parámetro η fue definido por [Vílchez & Pagel \(1988\)](#) como:

$$\eta = \frac{O^+/O^{++}}{S^+/S^{++}}, \quad (4.9)$$

y es proporcional al cociente observacional:

$$\eta' = \frac{[O \text{ II}] (3727 + 3729)/[O \text{ III}] (4959 + 5007)}{[S \text{ II}] (6716 + 6731)/[S \text{ III}] (9069 + 9532)}. \quad (4.10)$$

Las pendientes de las relaciones de escala calculadas para cada una de las líneas usadas en el parámetro pueden ser utilizadas para estimar la dependencia de η' con la masa. Tal y como puede verse en la Fig. 4.7 para cada línea las pendientes calculadas tienen valores semejantes para todas las metalicidades excepto para $Z=0.040$. Entonces, como primera aproximación, podemos definir para cada línea una pendiente representativa, de donde obtenemos las siguientes proporcionalidades válidas para todas las metalicidades consideradas excepto para $Z=0.040$:

$$I([O \text{ II}] 3727) \propto \begin{cases} M_{\text{cl}}^{0.75} & \text{si edad} < 4.5 \text{ Ma} \\ M_{\text{cl}}^{1.03} & \text{si edad} > 4.5 \text{ Ma} \end{cases} \quad (4.11)$$

$$I([O \text{ III}] 5007) \propto M_{\text{cl}}^{1.05} \quad (4.12)$$

$$I([S \text{ II}] 6716) \propto M_{\text{cl}}^{0.73} \quad (4.13)$$

$$I([S \text{ III}] 9069) \propto \begin{cases} M_{\text{cl}}^{0.77} & \text{si edad} < 4.5 \text{ Ma} \\ M_{\text{cl}}^{1.03} & \text{si edad} > 4.5 \text{ Ma} \end{cases} \quad (4.14)$$

$[O \text{ III}] \lambda 4959 \text{ \AA}$, $[S \text{ II}] \lambda 6731 \text{ \AA}$ y $[S \text{ III}] \lambda 9532 \text{ \AA}$ presentan dependencias con la masa del cúmulo similares al de sus líneas asociadas. Usando estas proporciones obtenemos para η' :

$$\eta' \propto \begin{cases} M_{\text{cl}}^{-0.26} & \text{si edad} < 4.5 \text{ Ma} \\ M_{\text{cl}}^{0.28} & \text{si edad} > 4.5 \text{ Ma} \end{cases} \quad (4.15)$$

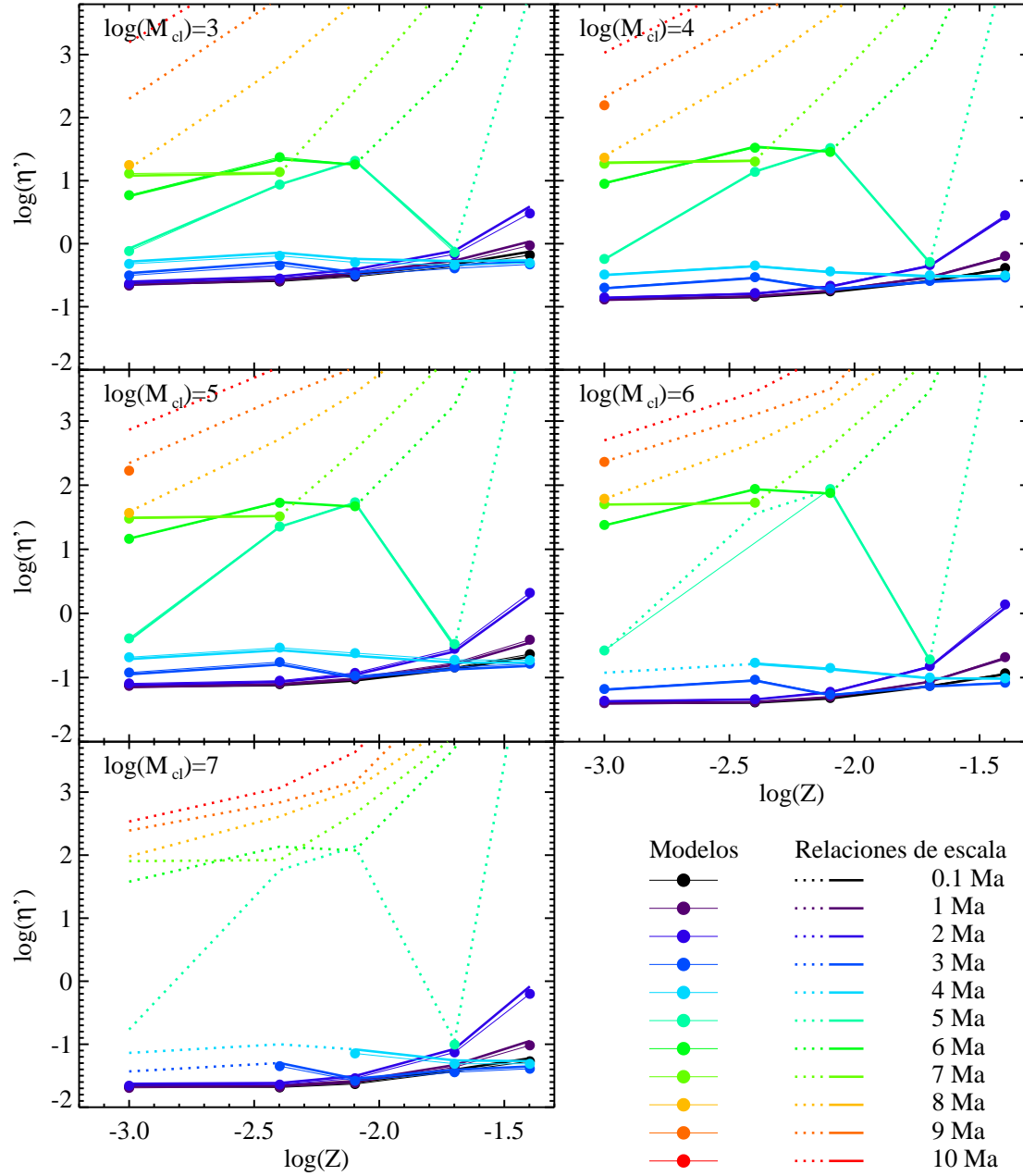


FIGURA 4.20: Parámetro η' obtenido directamente de los modelos (líneas continuas finas). Los puntos señalan los valores para las metalicidades usadas. Los resultados calculados con relaciones de escala se muestran con líneas gruesas continuas siendo discontinuas en los casos donde no se cumple $EW_{SR} \geq 1 \text{ \AA}$. Los colores representan la edad.

Estas tendencias se pueden ver en Fig. 4.20 donde se representa η' frente a $\log(Z)$ para cada masa de cúmulo. Los colores, a diferencia de la figuras previas, indican la edad. Los resultados obtenidos directamente de los modelos se muestran con círculos y línea continua delgada, mostrándose solo los modelos que cumplen la condición de $EW \geq 1 \text{ \AA}$. Los resultados calculados con relaciones de escala se representan con líneas

punteadas y continuas gruesas. La parte punteada conecta puntos de distinta metalicidad donde alguno de los puntos no cumple la condición de $EW_{\text{SR}} \geq 1 \text{ \AA}$ obtenida mediante relaciones de escala. El acuerdo entre los modelos y las relaciones de escala es notable. A edades menores de 4.5 Ma, las relaciones de escala dan valores de η' que decrecen a medida que aumenta la masa, mientras que para edades mayores η' crece con la masa. Este comportamiento se corresponde con las distintas dependencias en masa para edades mayores y menores de aproximadamente 4.5 Ma que se detallan en la ecuación 4.15.

El parámetro R_{23} fue propuesto como calibrador de abundancias por [Pagel et al. \(1979\)](#), y se define como:

$$R_{23} = \frac{[\text{O II}] 3727 + [\text{O III}] (4959 + 5007)}{\text{H}\beta}. \quad (4.16)$$

Siguiendo el mismo método que para η' , se han estimado la dependencia de R_{23} con la masa del cúmulo. Teniendo en cuenta que $\text{H}\beta \propto M_{\text{cl}}$ y usando las ecuaciones 4.11 y 4.12 obtenemos:

$$R_{23} \propto \begin{cases} A_{R23} M_{\text{cl}}^{-0.25} + B_{R23} M_{\text{cl}}^{0.05} & \text{si edad} < 4.5 \text{ Ma} \\ A_{R23} M_{\text{cl}}^{0.03} + B_{R23} M_{\text{cl}}^{0.05} & \text{si edad} > 4.5 \text{ Ma} \end{cases} \quad (4.17)$$

donde los factores A_{R23} y B_{R23} se obtienen de las intensidades de las líneas involucradas en R_{23} para $M_{\text{cl}}=1 M_{\odot}$, por lo tanto dependen de la edad y la metalicidad.

Para el parámetro $EW R_{23}$ propuesto como calibrador de abundancias por [Kobulnicky & Phillips \(2003\)](#) y definido a semejanza de R_{23} como:

$$EW R_{23} = \frac{EW([\text{O II}]\lambda 3727) + EW([\text{O III}]\lambda 4959) + EW([\text{O III}]\lambda 5007)}{EW(\text{H}\beta)}, \quad (4.18)$$

se obtienen las mismas dependencias con la masa que para R_{23} . Esto se debe a que las dependencias en masa del continuo se cancelan en el cociente $EW R_{23}$ ya que las relaciones de escala para el continuo, como vimos en la sección 4.3.1, tienen siempre pendiente 1.

En la Fig. 4.21 se muestran los valores obtenidos para R_{23} . La dependencia con la masa estimada anteriormente, a pesar de ser pequeña, se puede apreciar cuando se comparan

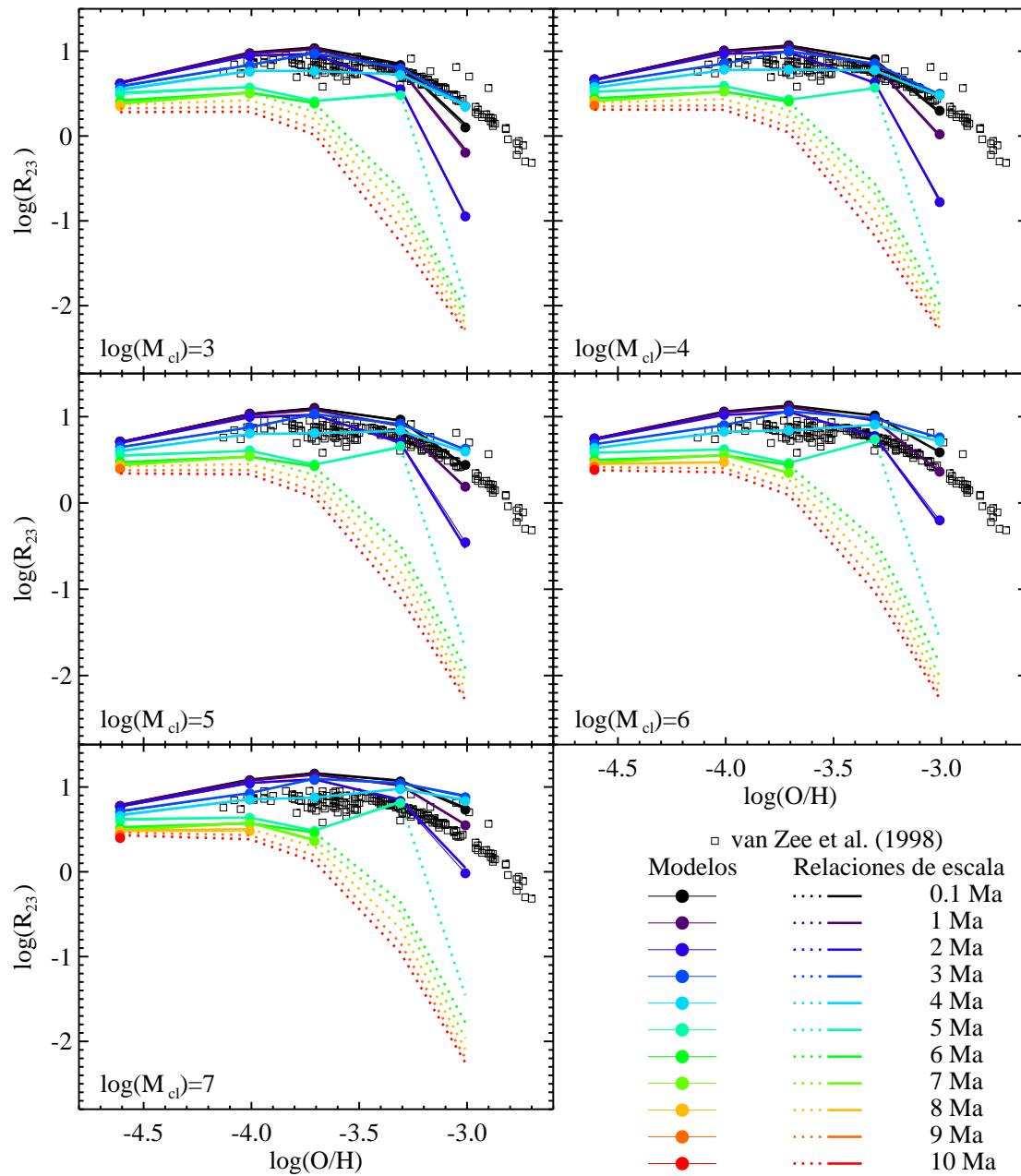


FIGURA 4.21: R_{23} para cada una de las masas de cúmulo usadas. Cuadrados negros: observaciones van Zee et al. (1998). Resto de los símbolos como en Fig. 4.20.

cuidadosamente las gráficas para distintas masas. El acuerdo entre relaciones de escala y modelos es de nuevo muy bueno.

El parámetro S_{23} fue definido por Vílchez & Esteban (1996) en una forma similar a R_{23} :

$$S_{23} = \frac{[S \text{ II}] (6716 + 6731) + [S \text{ III}] (9069 + 9532)}{H\beta}. \quad (4.19)$$

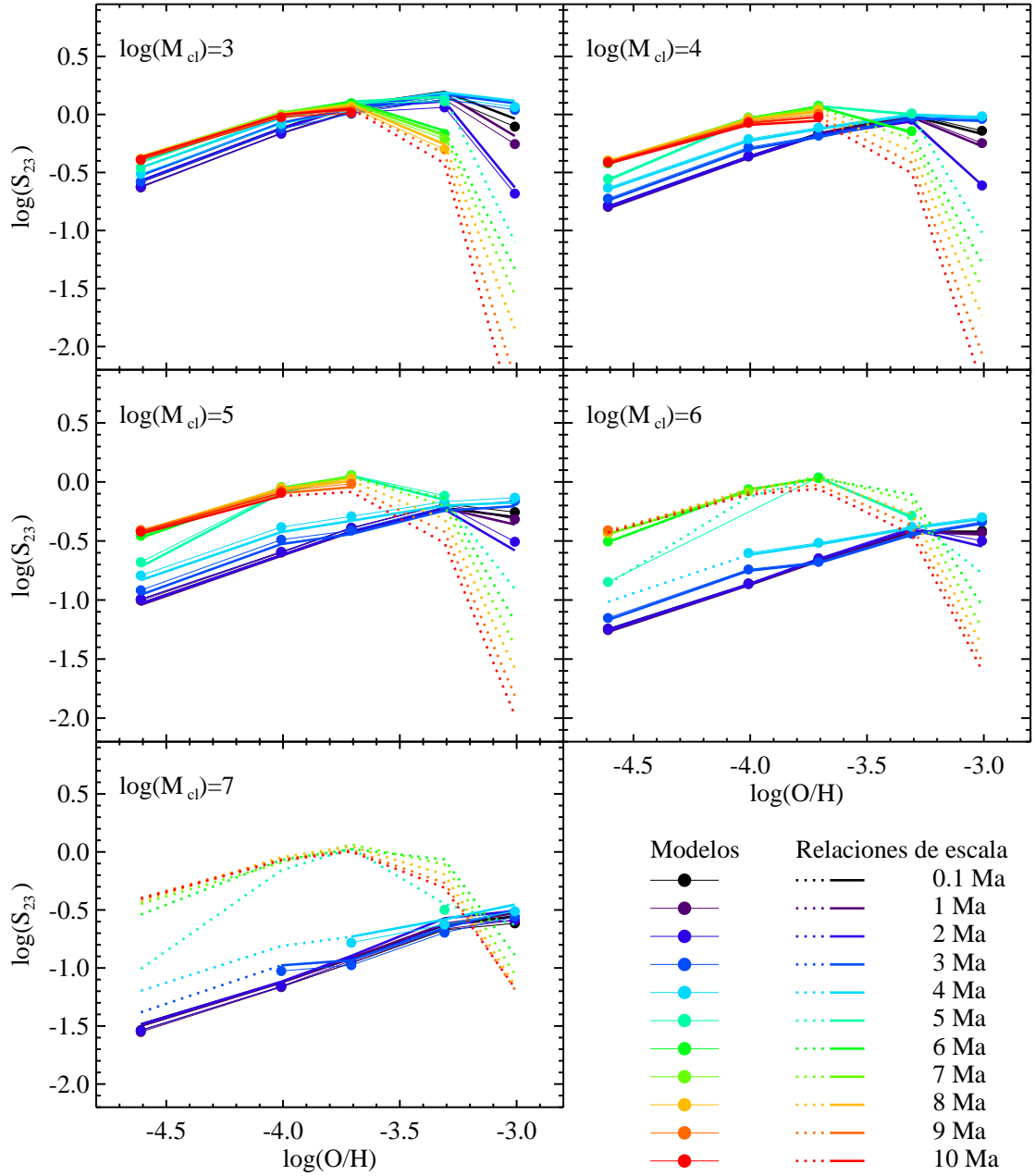


FIGURA 4.22: S_{23} para cada una de las masas de cúmulo usadas. Símbolos como en Fig. 4.20.

Para este parámetro se obtiene una dependencia con la masas de la forma:

$$S_{23} \propto \begin{cases} A_{S23} M_{cl}^{-0.27} + B_{S23} M_{cl}^{-0.23} & \text{si edad} < 4.5 \text{ Ma} \\ A_{S23} M_{cl}^{-0.27} + B_{S23} M_{cl}^{0.03} & \text{si edad} > 4.5 \text{ Ma} \end{cases} \quad (4.20)$$

donde los factores A_{S23} y B_{S23} dependen de la edad y la metalicidad.

Al igual que η' , S_{23} muestra también una dispersión en los resultados obtenidos directamente de los modelos debida a las diferentes masas de cúmulo (ver Fig. 4.22). También las diferencias entre modelos y relaciones de escala, son mayores para cúmulos de baja masa. Un hecho relevante es la variación de S_{23} con la edad a lo largo del rango de masas. A medida que la masa aumenta las secuencias para edades menores de 4.5 Ma bajan aumentando así la dispersión de S_{23} . Este comportamiento se puede explicar con las diferentes dependencias de S_{23} con la masa para edades por encima y debajo de 4.5 Ma mostradas en la ecuación 4.20.

4.6. Discusión

Las pendientes de las relaciones de escala indican la dependencia de la luminosidad de la línea con la masa. Con estas dependencias es posible estimar la influencia de la masa del cúmulo en anchuras equivalentes y en algunos cocientes de intensidades de líneas relevantes. Si una variable no tiene dependencia con la masa puede ser calibrada con observaciones sin necesidad de estimar la masa del cúmulo, en caso contrario se ha de hacer una corrección en masa y/o edad, pues hemos visto que para las líneas de clase 4 la dependencia en masa varía con la edad notablemente.

Un ejemplo del potencial de nuestras relaciones de escala para identificar cocientes de líneas de emisión con pequeña dependencia con la masa lo tenemos en el cociente $[\text{O II}] 3727/[\text{N II}] 6584$, propuesto como un indicador de la abundancia por [van Zee et al. \(1998\)](#) y [Dopita et al. \(2000\)](#). Los valores y el comportamiento de las pendientes para estas dos líneas son muy similares, tal y como puede verse en la Fig. 4.7, por lo tanto su cociente tendrá una pequeñísima dependencia con la masa a cualquier edad. Esto se puede ver en la Fig. 4.23, donde se representa el cociente $[\text{N II}] 6584/[\text{O II}] 3727$ frente a la edad. Las delgadas secuencias obtenidas para cada metalicidad dan cuenta de la pequeña dependencia en masa. Esto claramente ayuda a separar las secuencias para diferentes metalicidades lo cual permite una mejor estimación de las abundancias.

Otro ejemplo de aplicación lo tenemos en el uso de $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$ y $EW([\text{O II}] \lambda 3727)$ como indicadores de la tasa de formación estelar (SFR) ([Gallagher et al. 1989](#); [Kennicutt 1992](#); [Rosa-González et al. 2002](#), entre otros). El método está basado en las relaciones lineales entre $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$ y $\text{H}\alpha$ o $\text{H}\beta$. Muchos autores han estudiado

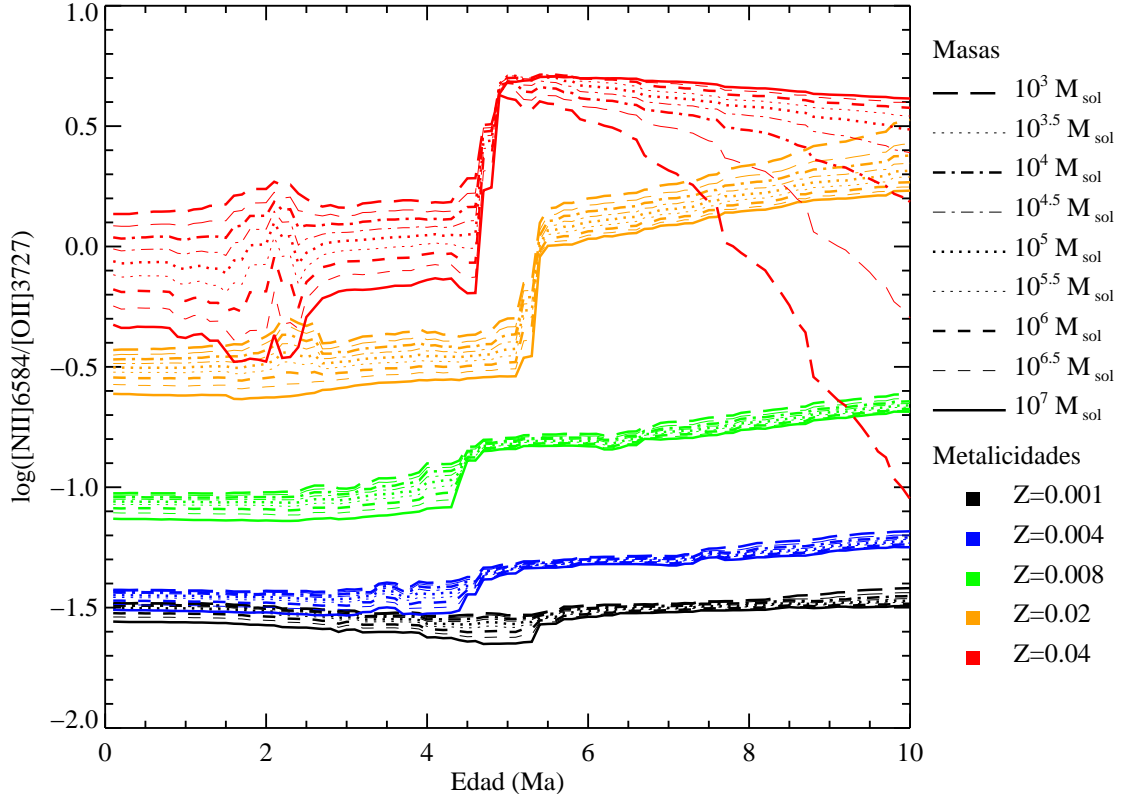


FIGURA 4.23: Cociente [O II] 3727 / [N II] 6584 frente a la edad para simulaciones con $M_{\text{cl}} \geq 10^3 M_{\odot}$. Los distintos tipos y colores de línea representan los distintos valores de M_{cl} y metalicidad tal y como describe la leyenda.

la dependencia de estas relaciones con la luminosidad (Aragón-Salamanca et al. 2003; Jansen et al. 2001), el enrojecimiento (Aragón-Salamanca et al. 2003; Rosa-González et al. 2002) y las abundancias (Jansen et al. 2001; Kewley et al. 2004; Mouhcine et al. 2005; Moustakas et al. 2006). A partir de los valores de las pendientes de las relaciones de escala para [O II] λ 3727 Å y $H\alpha$, se obtiene que el cociente [O II] 3727/ $H\alpha$ depende aproximadamente de $M_{\text{cl}}^{-0.3}$ en el rango de edad 0.1-4.5 Ma, teniendo una dependencia más débil para edades mayores. Por lo tanto a edades muy tempranas la estimación de la SFR depende de la masa de los cúmulos ionizantes de las regiones H II observadas y si no se corrige de dicho efecto no debería ser usada. Sin embargo para edades mayores es un buen estimador. Una recalibración de [O II] λ 3727 Å usando solo cúmulos viejos (edad > 4.5 Ma) mejoraría su uso como estimador de la SFR y debería aplicarse a galaxias cuya emisión esté controlada por regiones H II más viejas de 4.5 Ma.

Las relaciones de escala también nos permiten estimar cuándo una línea de emisión puede ser detectada teniendo en cuenta el nivel del continuo. Resulta ser más fácil detectar las

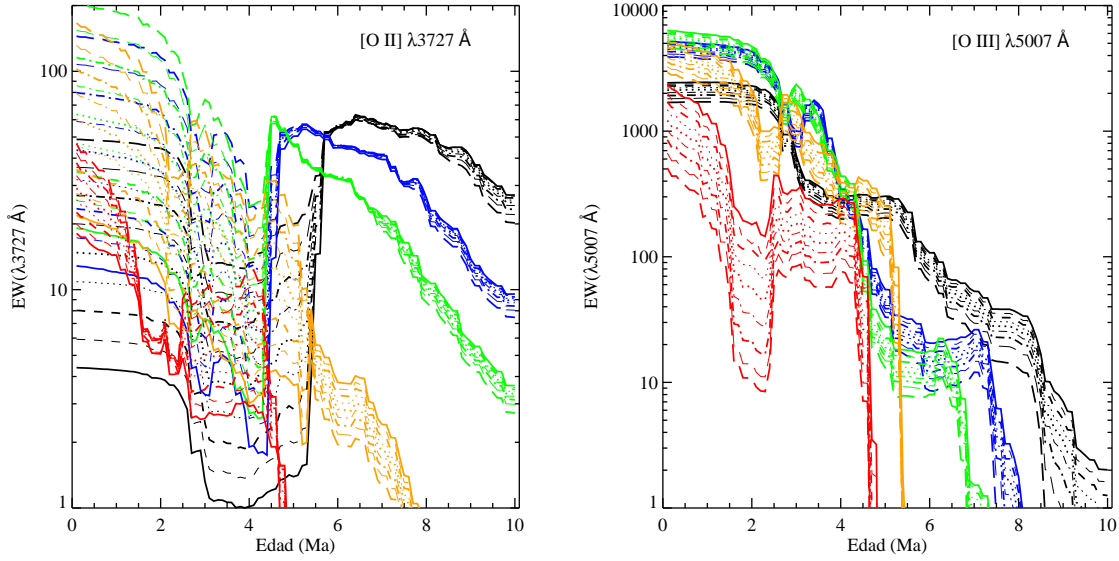


FIGURA 4.24: Anchuras equivalentes de [O II] λ 3727 Å (izquierda) y [O III] λ 5007 Å (derecha) frente a la edad para simulaciones con $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$. Símbolos como en Fig. 4.23.

líneas de emisión en cúmulos de baja masa en aquellos casos en los que las pendientes son menores a 1.

Un último ejemplo de la utilidad de las relaciones de escala es que las diferentes dependencias en masa halladas para [O II] λ 3727 Å y [O III] λ 5007 Å, y por lo tanto de sus anchuras equivalentes (ver Fig. 4.24), ofrecen una posible explicación a las distintas dispersiones que presentan en sus respectivas gráficas de $\log(EW/EW(H\beta))$ frente a $\log(I/I(H\beta))$ (Kobulnicky & Phillips 2003).

Estas relaciones de escala permiten extender este estudio a las galaxias con formación estelar ya que pueden ser consideradas como conjuntos de regiones H II. La emisión de tales conjuntos puede ser estudiada cualitativamente considerando las relaciones de escala obtenidas como distribuciones de la luminosidad con respecto a la masa de cúmulo ionizante e introduciendo una función de distribución de la masa de los cúmulos ionizantes. Así podemos obtener una primera aproximación de la influencia de los cúmulos de baja masa en el espectro de líneas de emisión de una galaxia no activa, y obtener una primera comprobación de la afirmación de Dopita et al. (2006b) sobre la falta de influencia de cúmulos de baja masa (y por lo tanto de efectos de muestreo) en el flujo total de las líneas colisionales. Dopita et al. (2006b) asumen una ICMF con la forma lognormal.

$$P(M_{\text{cl}}) = \frac{1}{M_{\text{cl}}\sigma\sqrt{2\pi}} e^{(-\frac{(\ln M_{\text{cl}} - \mu)^2}{2\sigma^2})}, \quad (4.21)$$

con $\sigma = 1.7$ y $\mu = \ln 100 M_{\odot}$. Tal distribución tiene una media alrededor de $424 M_{\odot}$, una mediana igual a $100 M_{\odot}$ y una moda (valor máximo) alrededor de $5 M_{\odot}$. En cualquier caso, en [Dopita et al. \(2006b\)](#) se argumenta que solo se hace uso de dicha distribución para cúmulos con masa mayores de $10^3 M_{\odot}$ y que los cúmulos masivos difuminan los efectos de muestreo.

Hemos comprobado esta afirmación calculando la fracción de la luminosidad total de la emisión de línea que es producida por cúmulos con masa menor de $M_x = 10^4 M_{\odot}$. El uso de $10^4 M_{\odot}$ en vez de $10^3 M_{\odot}$ es debido a que, para los cúmulos de $10^3 M_{\odot}$, los modelos de síntesis incluyen estrellas más luminosas que el mismo cúmulo (el Límite de Luminosidad Inferior: ver [Cerviño & Luridiana 2004](#); [Cerviño et al. 2003](#), para más detalles), así que a dichas masas no hay solo un problema de efectos de muestreo, sino además un problema físico en el modelado. Cúmulos en el rango de masas $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ están aún afectados por efectos de muestreo con distribuciones de luminosidad que no son gaussianas, como se ve en el capítulo 3 y [Cerviño & Luridiana \(2006\)](#), por lo tanto tomamos $10^4 M_{\odot}$ como un límite inferior conservativo para cúmulos afectados por efectos de muestreo. La integración de una ICMF lognormal con una luminosidad que tiene una dependencia de la masa en forma de ley de potencia da:

$$\int AM_{\text{cl}}^{\beta} P(M_{\text{cl}}) dM_{\text{cl}} = -\frac{A}{2} e^{\beta\mu + \frac{\beta^2\sigma^2}{2}} \text{Erf} \left[\frac{\mu + \beta\sigma^2 - \ln M_{\text{cl}}}{\sqrt{2}\sigma} \right]. \quad (4.22)$$

donde $\text{Erf}(x)$ es la función de error gaussiano. Por lo tanto, la contribución de los cúmulos menos masivos que M_x como función de la pendiente de la relación masa-luminosidad es:

$$\frac{L(M_{\text{cl}} < M_x)}{L_{\text{tot}}} = \frac{\text{Erf} \left[\frac{\mu + \beta\sigma^2 - \ln M_{\text{cl,inf}}}{\sqrt{2}\sigma} \right] - \text{Erf} \left[\frac{\mu + \beta\sigma^2 - \ln M_x}{\sqrt{2}\sigma} \right]}{\text{Erf} \left[\frac{\mu + \beta\sigma^2 - \ln M_{\text{cl,inf}}}{\sqrt{2}\sigma} \right] - \text{Erf} \left[\frac{\mu + \beta\sigma^2 - \ln M_{\text{cl,sup}}}{\sqrt{2}\sigma} \right]}. \quad (4.23)$$

También hemos calculado la misma cantidad para el caso de una ICMF con forma de ley de potencias:

$$P(M_{\text{cl}}) = C_{\text{cl}} M_{\text{cl}}^{-\alpha_{\text{cl}}}, \quad (4.24)$$

la cual produce las siguientes contribuciones de los cúmulos menos masivos que M_x como función de la pendiente de la relación de la masa-luminosidad:

$$\frac{L(M_{\text{cl}} < M_x)}{L_{\text{tot}}} = \frac{M_{\text{cl,inf}}^{1+\beta-\alpha_{\text{cl}}} - M_x^{1+\beta-\alpha_{\text{cl}}}}{M_{\text{cl,inf}}^{1+\beta-\alpha_{\text{cl}}} - M_{\text{cl,sup}}^{1+\beta-\alpha_{\text{cl}}}}. \quad (4.25)$$

La Fig. 4.25 muestra la variación de la contribución de los cúmulos con masa menor que M_x a la luminosidad total en función de la pendiente β de la relación masa-luminosidad. Los valores aproximados de β para algunas líneas de emisión se representan con líneas verticales. Hemos asumido también una $M_{\text{cl,inf}} = 10^3 M_{\odot}$ y una $M_{\text{cl,sup}} = 10^6, 10^7 M_{\odot}$ como límites para la ICMF. En el caso de una ICMF lognormal como la propuesta por [Dopita et al. \(2006b\)](#), la figura muestra que los cúmulos en el rango de masas $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ son responsables de más del 70 % de la luminosidad de las líneas de emisión de [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 Å para cualquier edad y para [O II] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 Å, [S III] $\lambda\lambda$ 9069, 9532 Å y [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 6584 Å a edades mayores de 4.5 Ma. Esta contribución es mayor del 80 % para [S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6731 Å en todo el rango de edades y para [O II] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 Å, [S III] $\lambda\lambda$ 9069, 9532 Å y [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 6584 Å a edades menores de 4.5 Ma. Este resultado es independiente de la elección de $M_{\text{cl,sup}}$: la cola de alta masa de la distribución lognormal es más pendiente que la de una distribución con forma de ley de potencias, por lo tanto los cúmulos de alta masa tienen un impacto pequeño en el flujo total, en contraposición a la hipótesis de [Dopita et al. \(2006b\)](#).

También se muestra el caso de una ICMF descrita por una ley de potencias con un exponente $\alpha_{\text{cl}} = 2$. En esta situación la contribución de los cúmulos masivos a la luminosidad total es más importante con una dependencia significativa del límite superior de la ICMF, $M_{\text{cl,sup}}$. En cualquier caso, la contribución de los cúmulos de baja masa a [O II] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 Å, [S III] $\lambda\lambda$ 9069, 9532 Å y [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 6584 Å a edades menores de 4.5 Ma está alrededor del 50 %, y alrededor del 20 % para [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 Å a todas las edades y [O II] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 Å, [S III] $\lambda\lambda$ 9069, 9532 Å y [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 6584 Å a edades mayores de 4.5 Ma.

Aunque en estos cálculos no hemos tenido en cuenta ni la historia de formación estelar ni los cúmulos con masa menor de $10^3 M_{\odot}$, son suficientes para probar que la hipótesis

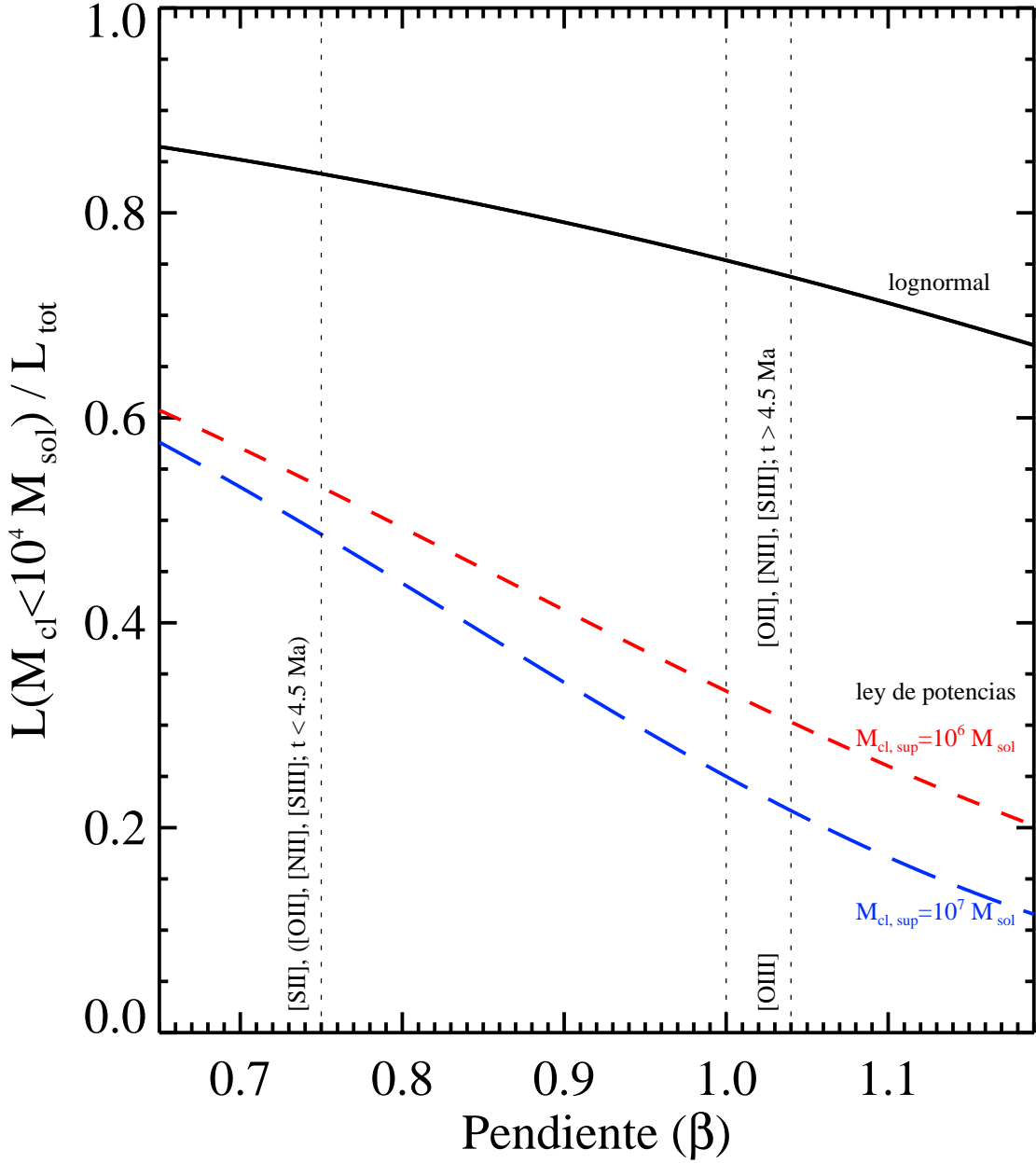


FIGURA 4.25: Contribución de cúmulos con masas menores de $10^4 M_{\odot}$ a la luminosidad total en función de la pendiente de la relación masa-luminosidad para distintas formas de la ICMF.

de [Dopita et al. \(2006b\)](#) sobre la difuminación de los efectos estocásticos en los cúmulos de baja masa ha de ser revisada.

El hecho de que distintas líneas tengan diferentes contribuciones de regiones H II ionizadas por cúmulos de distinta masa, implica que al usarlas puede que estemos mezclando información de distintos objetos pesada de distinta forma. A modo de ejemplo podemos considerar los casos de los parámetros R_{23} , S_{23} y η' . Para R_{23} a edades menores de 4.5

Ma la línea [O II] λ 3727 Å presenta una mayor contribución de cúmulos de baja masa que [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 Å. A edades mayores de 4.5 Ma la situación se corrige y todas las líneas presentan contribuciones semejantes de las distintas regiones H II. El caso S_{23} es el inverso, a edades menores de 4.5 Ma las líneas presentan las mismas contribuciones mientras que a edades más viejas las líneas de S^{++} tienen menor contribución de los cúmulos de baja masa. Para η' la situación es más complicada pues, sea cual sea la edad, siempre se mezclan líneas con contribuciones distintas.

En consecuencia, la descripción de una galaxia que se sabe a priori que está compuesta por varias regiones H II como una única región H II es incompleta y poco realista. Asumir que las diferentes líneas de emisión que se observan en el espectro de una galaxia surgen de la misma región H II es una simplificación que nos permitiría modelar en primera aproximación dicha galaxia como una región H II singular. Los primeros pasos en el modelado de galaxias como conjuntos de regiones H II usando una ICMF han sido abordados por [Dopita et al. \(2006b\)](#), pero en dicho trabajo no se consideraron los efectos de muestreo de la IMF estelar ([Cerviño & Luridiana 2006](#); [Cerviño et al. 2000, 2003](#); [Cerviño & Mas-Hesse 1994](#); [Cerviño et al. 2002b](#)). Una estimación de la influencia de los efectos de muestreo es necesaria en el caso de una contribución no despreciable de las regiones H II ionizadas por cúmulos de baja masa con el fin de describir adecuadamente la posible distribución del continuo ionizante de los cúmulos. Se podría argumentar que la variación con la masa de los cúmulos puede ser descrita también por la variación de otros parámetros, pero el uso de la masa como parámetro nos permite usar directamente los modelos de síntesis y un acercamiento más directo a otras propiedades parametrizadas con la masa (como la historia de formación estelar) y al problema del muestreo de la IMF. Además, la implementación de la dependencia de la masa en la calibración de los métodos de estimación mejoraría las estimaciones. Puesto que la inclusión de la masa del cúmulo en los modelos de regiones H II no es una tarea trivial, y no es un aspecto lo suficientemente estudiado, las calibraciones teóricas de métodos de estimación mediante indicadores dependientes con la masa debe ser usadas con una precaución añadida. Por consiguiente, las calibraciones empíricas o semiempíricas funcionarían mejor que las teóricas ya que aquellas consideran en una forma natural la variación en la masa del cúmulo, aunque es necesario estimar la masa por métodos alternativos (e.g. conteo estelar o efectos dinámicos). Por lo tanto las calibraciones semi-empíricas de R_{23} , S_{23} , η' y otros cocientes de línea relevantes son calibraciones más adecuadas que las basadas

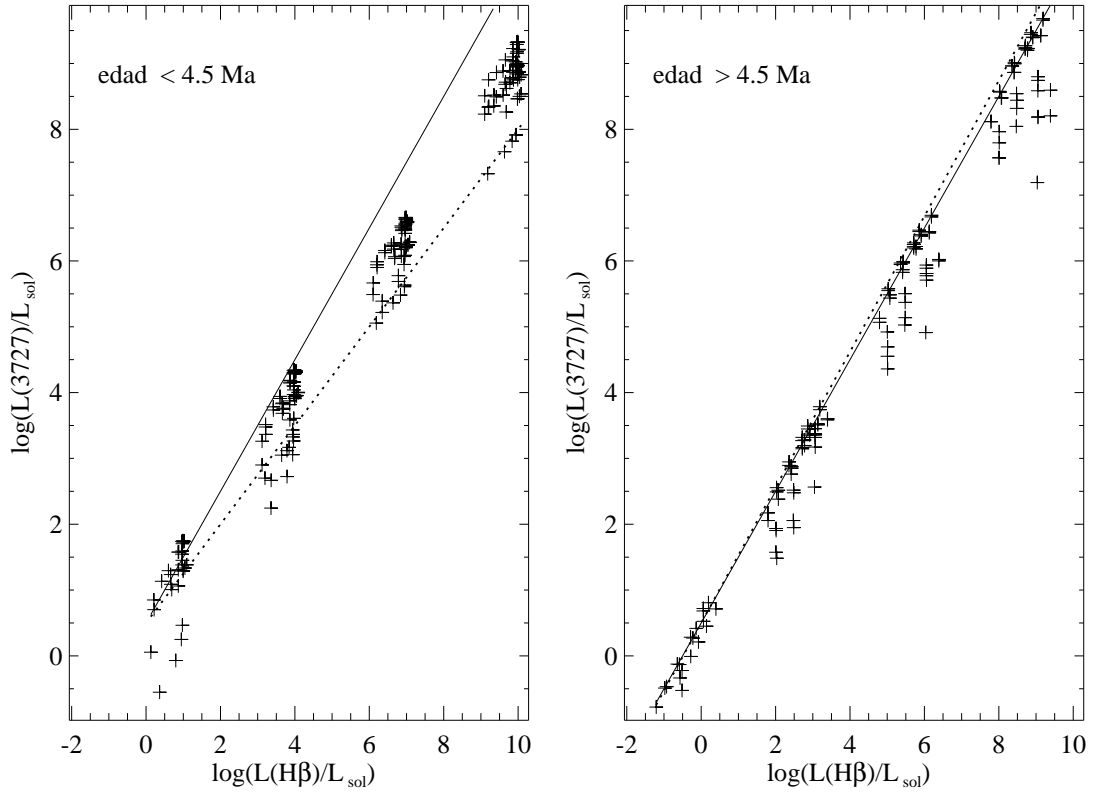


FIGURA 4.26: Luminosidad de $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$ frente a la luminosidad de $\text{H}\beta$ para los modelos de Stasińska et al. (2001) con edades menores (izquierda) y mayores (derecha) que 4.5 Ma. Como referencia se muestran una línea con pendiente igual a 1 (línea continua) y líneas con las pendientes características de la línea de emisión en cada rango de edad (línea discontinua).

en modelos de región única.

Finalmente, hemos comparado nuestras relaciones de escala con los modelos de Stasińska et al. (2001). Dichos modelos consideran diversos valores para la densidad y el filling factor, además el valor del radio interno varía de modelo a modelo. Para realizar un test consistente hemos escogido de sus modelos solo aquellos con brote instantáneo con un límite superior de masa estelar de la IMF similar al nuestro. En las Figs. 4.27 y 4.26 se muestran las intensidades de algunas de las líneas más relevantes frente a la intensidad de $\text{H}\beta$. Puesto que la intensidad de $\text{H}\beta$ es proporcional a la masa, las tendencias mostradas en estos gráficos pueden ser directamente comparadas con las pendientes de nuestras relaciones de escala. Solo se representan los modelos de Stasińska et al. (2001) con una edad, masa y metalicidad para las cuales nuestras relaciones de escala predicen unas $EW_{\text{SR}} \geq 1 \text{ \AA}$ (cruces). Los modelos con edades inferiores y superiores a 4.5 Ma se muestran separadamente, porque alrededor de esa edad muchas líneas colisionales

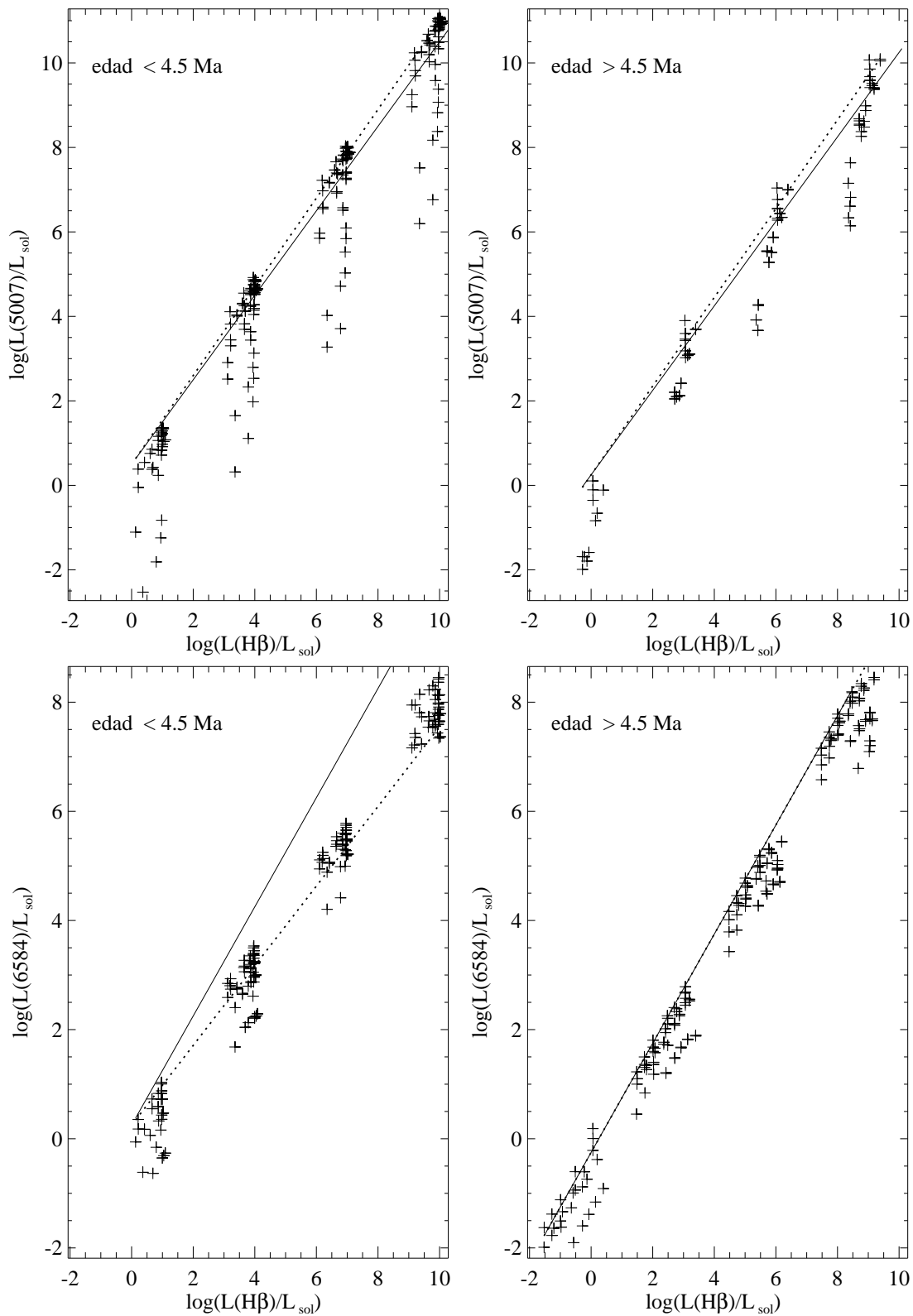


FIGURA 4.27: Luminosidad de [O III] λ 5007 Å (arriba) y [N II] λ 6584 Å (abajo) frente H β para los modelos de [Stasińska et al. \(2001\)](#) con edades menores (izquierda) y mayores (derecha) que 4.5 Ma. Símbolos como en Fig. 4.27.

presentan un cambio repentino en las pendientes de sus relaciones de escala. Como referencia, para cada línea e intervalo de edad, se han representado líneas con pendientes igual a 1 (línea continua) y a algunas de las pendientes representativas de las relaciones de escala (línea discontinua). El punto cero de estas líneas de referencia ha sido ajustado para obtener una mejor comparación con los modelos. Para $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$ y edades menores de 4.5 Ma los modelos siguen una tendencia con una pendiente menor que 1, mientras que para edades mayores la pendiente es cercana a 1 (ver Fig. 4.27). Estas tendencias coinciden con las obtenidas con nuestras relaciones de escala (ver Fig. 4.7). Lo mismo ocurre para $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ y $[\text{N II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$ (Fig. 4.26). Además, la dispersión en las gráficas, la cual es debida a las diferentes edades, metalicidades y parámetros físicos de los modelos, corresponden a la dispersión de los valores del coeficiente α de las relaciones de escala. Estas tendencias similares indican que nuestras relaciones de escala son robustas ante cambios de la densidad, radio interno y filling factor.

4.7. Conclusiones

Usando modelos de regiones H II ionizadas por cúmulos de diferentes masas, se ha estudiado la variación de la emisión de las regiones H II con la masa del cúmulo ionizante.

Se ha comprobado que $EW(\text{H}\beta)$ casi no depende de la masa, mientras que $EW([\text{O III}] \lambda 5007)$ presenta una dependencia algo mayor. Esto implica que $EW([\text{O III}] \lambda 5007)$ no es tan buen indicador de la edad como $EW(\text{H}\beta)$, y que se ha de tener en cuenta la masa del cúmulo cuando se estima la edad con $EW([\text{O III}] \lambda 5007)$. También se ha explorado la variación de $EW([\text{O II}] \lambda 3727)$ con la masa del cúmulo, obteniendo que depende bastante de la masa para edades menores que 4.5 Ma aproximadamente, dependiendo de la metalicidad, y que es casi independiente de la masa para edades viejas.

Por otra parte el cociente $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ presenta pequeñas variaciones con la masa del cúmulo. La variación con respecto al valor comúnmente asumido para este cociente puede ser de hasta un 15 %. Si dicha variación no se tiene en cuenta se obtendrán estimaciones de la extinción incorrectas. Como ejemplo, para una variación de un 10 % con respecto al valor del cociente $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ normalmente asumido obtenemos un efecto intrínseco equivalente a $E(B - V) = 0.087$. Este efecto se añade a la extinción propiamente dicha producida en el medio interestelar. Esto nos indica que solo los modelos ajustados pueden proporcionar

una $E(B - V)$ a partir de líneas de emisión con una precisión mayor de 0.1 (sin tener en cuenta otras correcciones debidas a fluorescencia UV: ver [Luridiana et al. 2009](#), para más detalles).

Se han obtenido relaciones de escala entre las intensidades de algunas de las líneas de emisión más relevantes y la masa de los cúmulos ionizantes. Hay que destacar que, debido a las condiciones asumidas en el modelado y a la simplicidad de la aproximación lineal realizada, estas relaciones de escala son solo una primera aproximación de la cual se puede obtener una visión general de la dependencia de las intensidades de línea con la masa del cúmulo. Sin embargo hemos comprobado, mediante comparación con otros modelos, que estas relaciones de escala son robustas ante cambios de densidad, filling factor y radio interno de la nube.

Debido a que las relaciones de escala se han calculado usando solo los modelos con $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$, el acuerdo entre relaciones de escala y modelos es mejor para los casos con $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$, mientras que para masas de cúmulo bajas las relaciones de escala no predicen correctamente las intensidades de línea obtenida de los modelos excepto para las líneas de recombinación.

Para η' y S_{23} los modelos muestran variaciones de estos cocientes con la masa del cúmulo que, a pesar de las restricciones de los modelos, recalcan la necesidad de tener en cuenta la masa de los cúmulos ionizantes cuando se estiman propiedades físicas a partir de estos cocientes. Para $M_{cl} \geq 10^3 M_{\odot}$, η' presenta dependencias con la masa opuestas a edades menores y mayores que 4.5 Ma. Lo mismo ocurre para S_{23} . Por otro lado R_{23} casi no depende de la masa. En este sentido R_{23} parece ser un indicador robusto.

Por otro lado, el cociente $[O II] 3727/H\alpha$ presenta dependencia en masa para edades menores de 4.5 Ma, por lo que sugerimos una recalibración de dicho indicador con objetos con edades mayores de 4.5 Ma y que su uso se limite a galaxias dominadas por regiones en ese rango de edades.

Las relaciones de escala obtenidas también nos permiten identificar cocientes de líneas independientes de la masa, como por ejemplo $[N II] 6584/[O II] 3727$, lo que permitiría obtener indicadores no influidos por la masa.

Las distintas dependencias en masa de las diversas líneas e indicadores implican que, dado el desarrollo actual de las calibraciones teóricas, es más conveniente usar calibraciones empíricas o semi-empíricas.

Como hemos dicho, nuestros modelos y relaciones de escala son menos realistas para bajas masas de cúmulo ($M_{cl} \leq 10^3 M_{\odot}$). Para mejorar la fiabilidad en general, y en el rango de baja masa en particular, se necesita una estimación de la influencia de los efectos de muestreo de la IMF estelar (Cerviño & Luridiana 2006; Cerviño et al. 2000, 2003; Cerviño & Mas-Hesse 1994; Cerviño et al. 2002b). Esto permitiría describir adecuadamente la posible distribución de los continuos ionizantes de los cúmulos. Dicha distribución para los cúmulos de baja masa presenta una gran dispersión y bimodalidad en T_{eff}^{cl} . Esto implica que puede haber cúmulos de baja masa con una capacidad ionizante igual o mayor a la de un cúmulo de mayor masa, como ya hemos visto en el capítulo 3.

Capítulo 5

Conclusiones

En la primera parte de este trabajo hemos estudiado la influencia de los efectos de muestreo de la IMF en las propiedades de los cúmulos ionizantes de regiones H II y cómo se refleja dicha influencia en el espectro de líneas de emisión de las regiones H II. De entre las conclusiones obtenidas podemos destacar:

- Debido a efectos de muestreo de la función inicial de masas y a la relación entre la masa y la luminosidad estelar, en cúmulos de baja masa ($M_{cl} \leq 10^4 M_{\odot}$), la luminosidad está dominada por la estrella más luminosa existente en el cúmulo.
- Como consecuencia, en cúmulos de baja masa no es posible obtener información global del cúmulo (edad, masa total) a partir del continuo ionizante y del espectro de líneas de emisión generado por el cúmulo, ya que la luz integrada solo refleja las propiedades de la estrella dominante.
- Por lo tanto, para cúmulos de baja masa, es más correcto modelizar el continuo ionizante por medio de una estrella individual con un $Q(H^0)$ y T_{eff}^* compatible con las observaciones que por el promedio obtenido por modelos de síntesis.
- Otra consecuencia es que las mallas de modelos de regiones H II obtenidos usando espectros medios obtenidos mediante modelos de síntesis no son prácticos para estimar las propiedades de regiones H II individuales ionizadas por cúmulos de baja masa.

El espectro promedio obtenido por los modelos de síntesis no es aplicable a cúmulos de baja masa individuales.

- Al realizar la estadística sobre un número suficientemente alto de cúmulos, un alto porcentaje de cúmulos de baja masa serán deficientes en estrellas masivas (debido a efectos de muestreo) con luminosidades inferiores al valor promedio obtenido por modelos de síntesis.

- Igualmente un pequeño porcentaje de cúmulos de baja masa (también debido a efectos de muestreo) serán más luminosos que el valor promedio obtenido por modelos de síntesis.

En la segunda parte de este trabajo hemos estudiado como influye la diversidad de masas de cúmulos ionizantes de regiones H II en el modelado del espectro de líneas de emisión de galaxias, obteniendo los siguientes resultados:

- Al considerar una galaxia con formación estelar, e independientemente de los efectos de muestreo antes mencionados, las distintas poblaciones de regiones H II contribuyen de distinta forma a las diferentes líneas de emisión del espectro de una galaxia.

- Como consecuencia el espectro de líneas de emisión integrado de una galaxia no es modelizable como una sola región H II individual, sino que es necesario incluir la función de masa de cúmulos y la historia de formación estelar para hacer un modelado correcto. Además a la hora de analizar el espectro hay que tener siempre presente qué población de regiones H II genera cada línea, esto es, a qué tipo de objetos corresponde la información que estamos obteniendo.

- A diferencia del valor promedio del espectro integrado de cúmulos, el espectro de líneas de emisión de una galaxia no escala linealmente con la cantidad de estrellas ni con la historia de formación estelar. Por lo tanto no hay ninguna combinación trivial de las poblaciones estelares de los cúmulos ionizantes que nos proporcione una única población estelar ionizante teórica que genere el espectro observado.

- Debido a lo anterior, las calibraciones semiempíricas, que incluyen intrínsecamente los efectos antes mencionados, pueden proporcionar mejores estimaciones de propiedades de galaxias que las calibraciones basadas en modelos de una única región H II.

5.1. Trabajo futuro

Con objeto de completar el estudio de los efectos del muestreo de la IMF, tenemos planeado realizar simulaciones Monte Carlo para más metalicidades y edades siguiendo

la metodología descrita en el capítulo 3. Esto nos permitirá estudiar la variación de las distribuciones de las propiedades de los cúmulos con la edad y extender el estudio a SFH más realistas que un brote instantáneo.

Para comprender más detalladamente la influencia de los efectos de muestreo en el espectro de regiones H II queremos usar las SEDs obtenidas en las simulaciones Monte Carlo mencionadas anteriormente, como continuos ionizantes en simulaciones de fotoionización. Esto nos permitirá hacer una calibración de diversos estimadores de propiedades de regiones H II y de sus cúmulos ionizantes, donde se podría usar una geometría del gas más realista que tenga en cuenta la evolución dinámica de la nube (expansión, disipación) así como choques.

En lo que respecta al modelado de galaxias, un primer paso será usar las relaciones de escala obtenidas en el capítulo 4 para estimar las contribuciones a la emisión de la galaxia de las regiones H II en función de la masa del cúmulo ionizante para diversas SFH y dependiendo de la línea considerada.

Un segundo paso será utilizar los resultados de las simulaciones de fotoionización realizadas con las SEDs de las simulaciones Monte Carlo. Para ello habría que incluir una SFR y se podría considerar la ICMF como una distribución de probabilidad con sus propios efectos de muestreo.

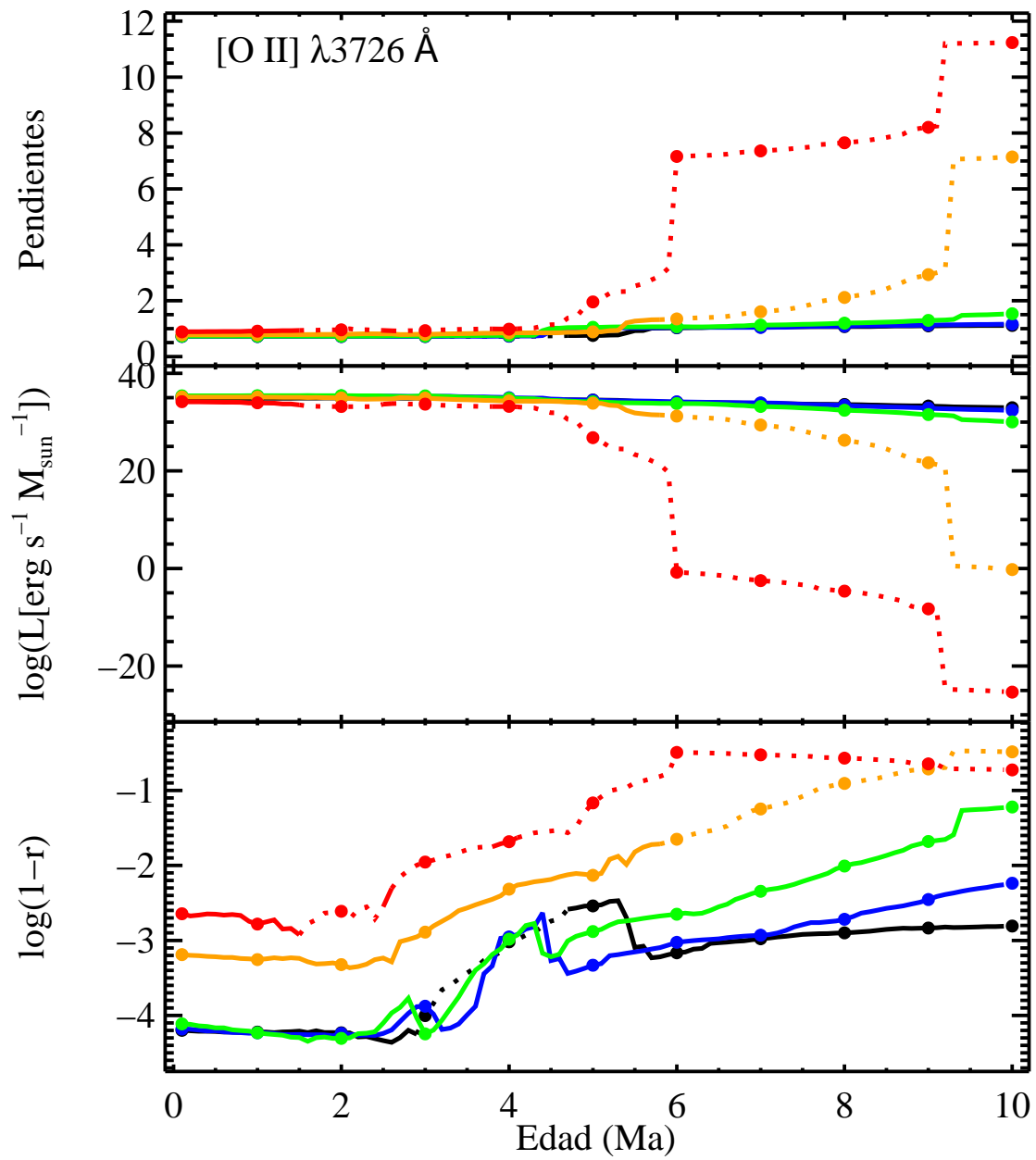
Con estos estudios obtendremos una amplia evaluación de la influencia los efectos de muestreo de las distribuciones de masa de estrellas y de cúmulos en los espectros de líneas de emisión de regiones H II y por extensión de galaxias con formación estelar.

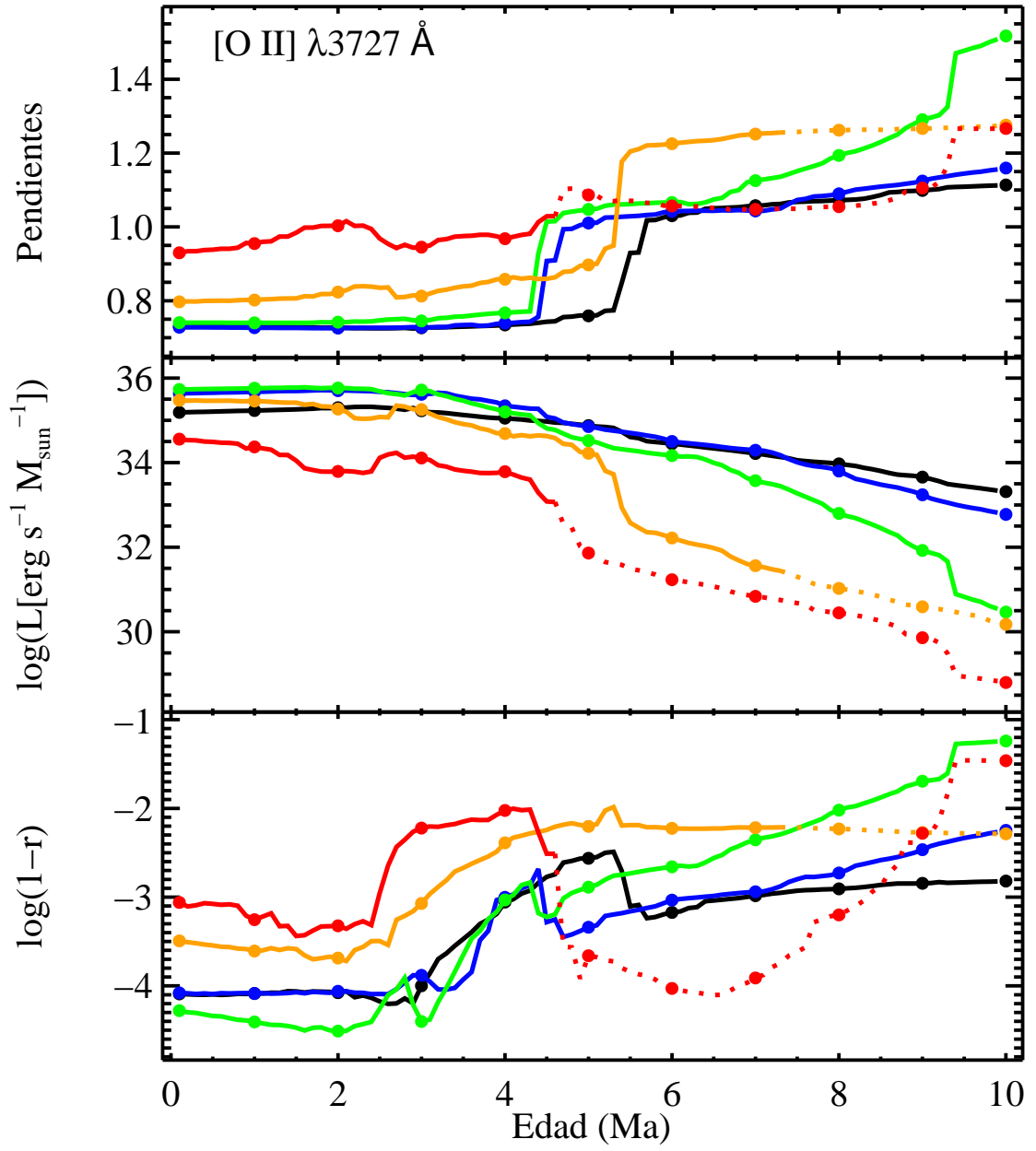
Apéndice A

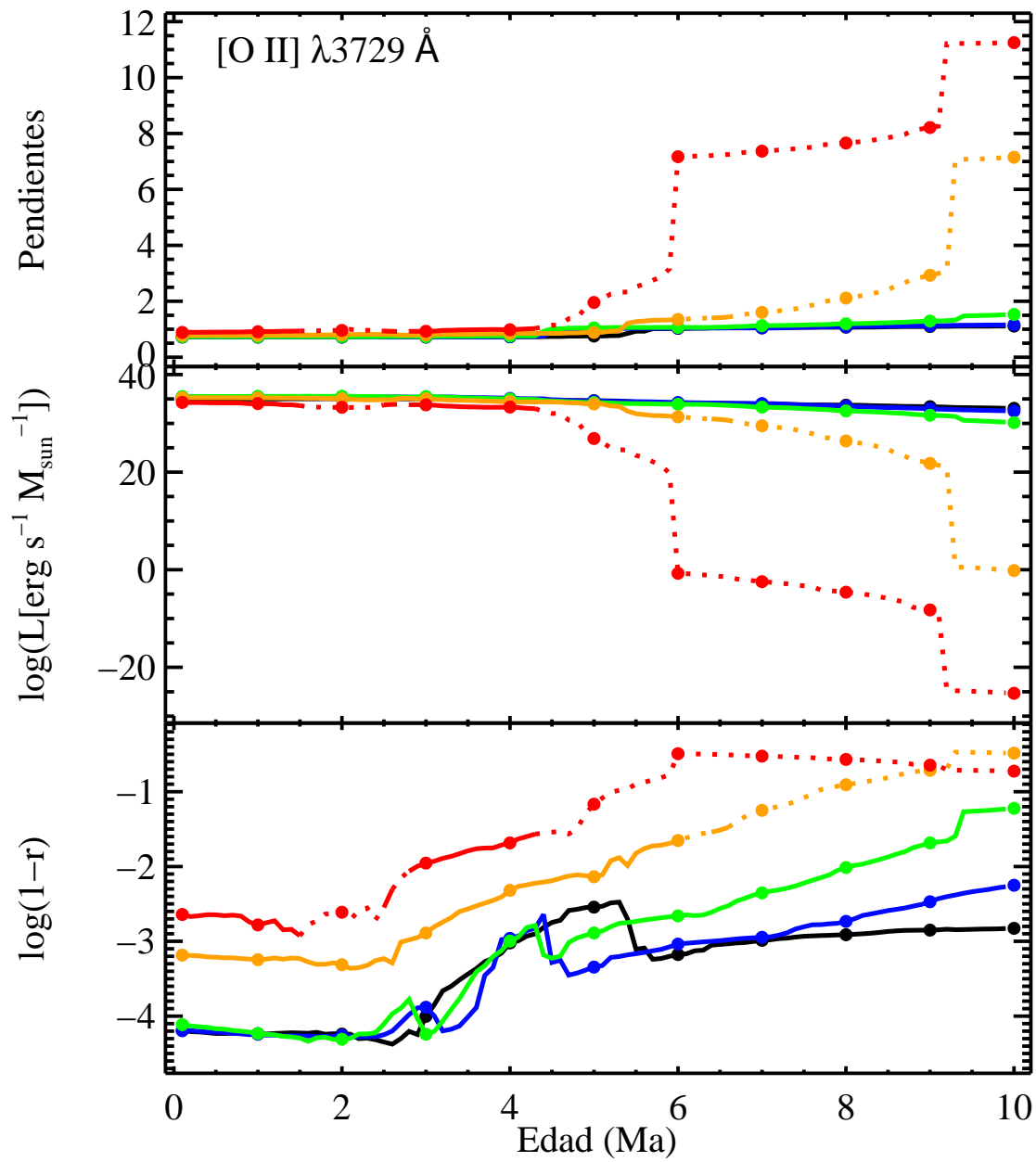
Regresiones completas

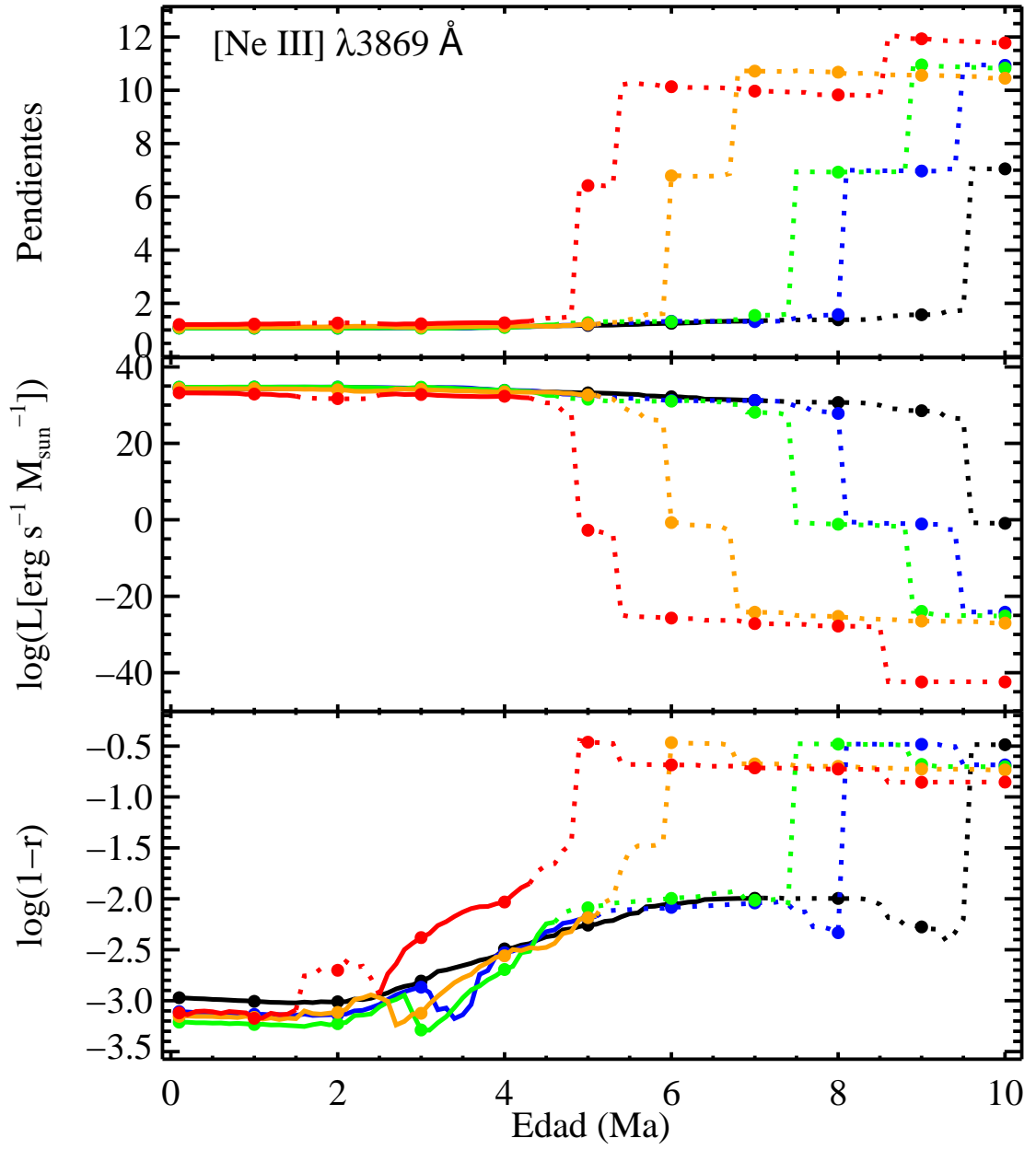
En las siguientes figuras se muestran los resultados de las regresiones completas (todas las masas) para cada línea de emisión estudiada y para todas las metalicidades. En las gráficas se muestran mediante curvas de colores los valores para las distintas metalicidades de la pendiente (arriba), del logaritmo de la luminosidad para $1 M_{\odot}$ (centro) y del $\log(1-r)$, donde r es el coeficiente de correlación (abajo) frente a la edad. Las graficas se muestran en orden creciente de longitud de onda. Los colores representan las distintas metalicidades (ver leyenda abajo). Negro: $Z=0.001$. Azul: $Z=0.004$. Verde: $Z=0.008$. Naranja: $Z=0.02$. Rojo: $Z=0.04$. Con línea discontinua se muestran los valores para los que no se cumplen el criterio de visibilidad $EW_{SR} \geq 1$.

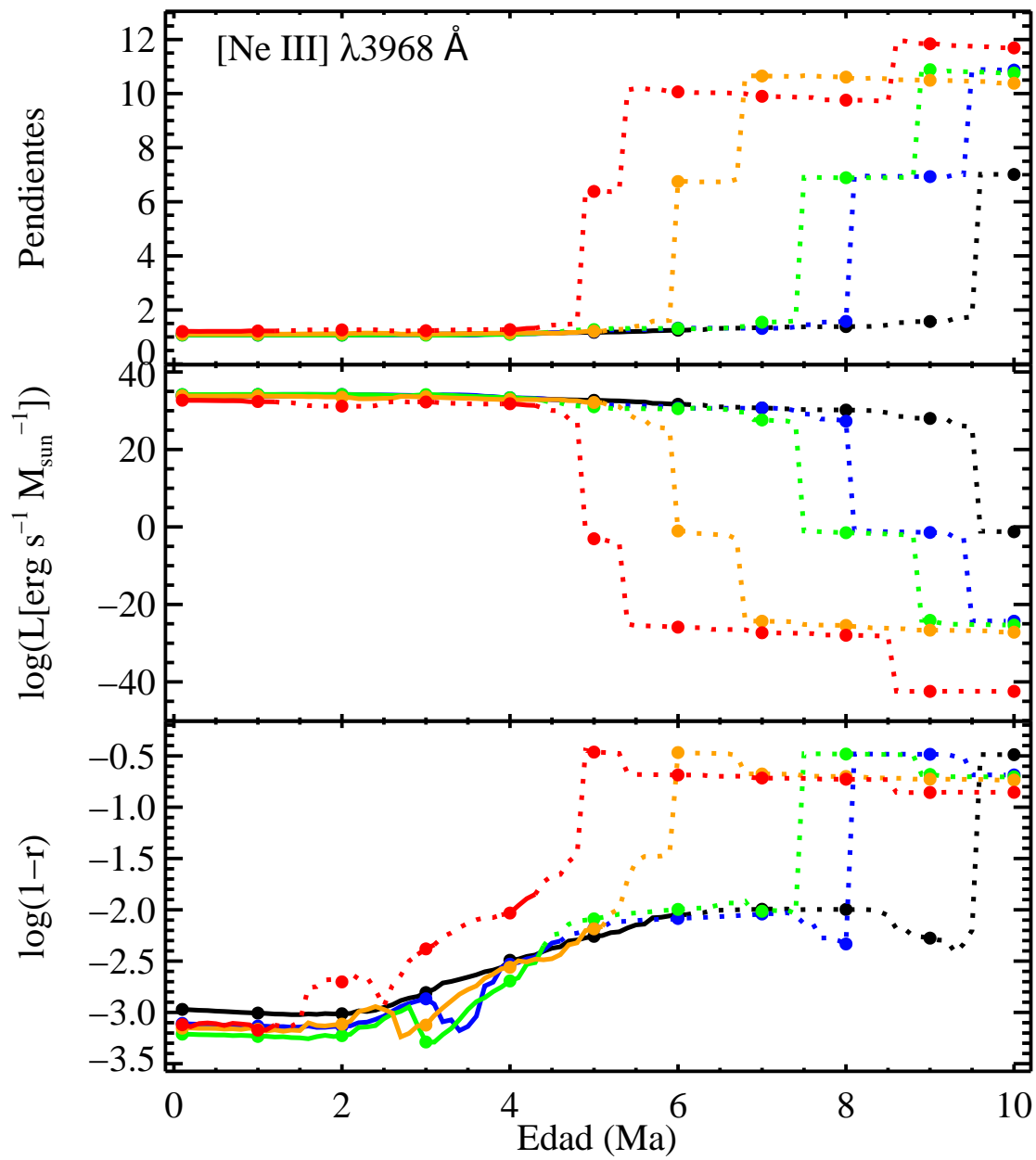
$EW_{SR} < 1$	$EW_{SR} \geq 1$	
.....	————	$Z = 0.001$
.....	————	$Z = 0.004$
.....	————	$Z = 0.008$
.....	————	$Z = 0.02$
.....	————	$Z = 0.04$

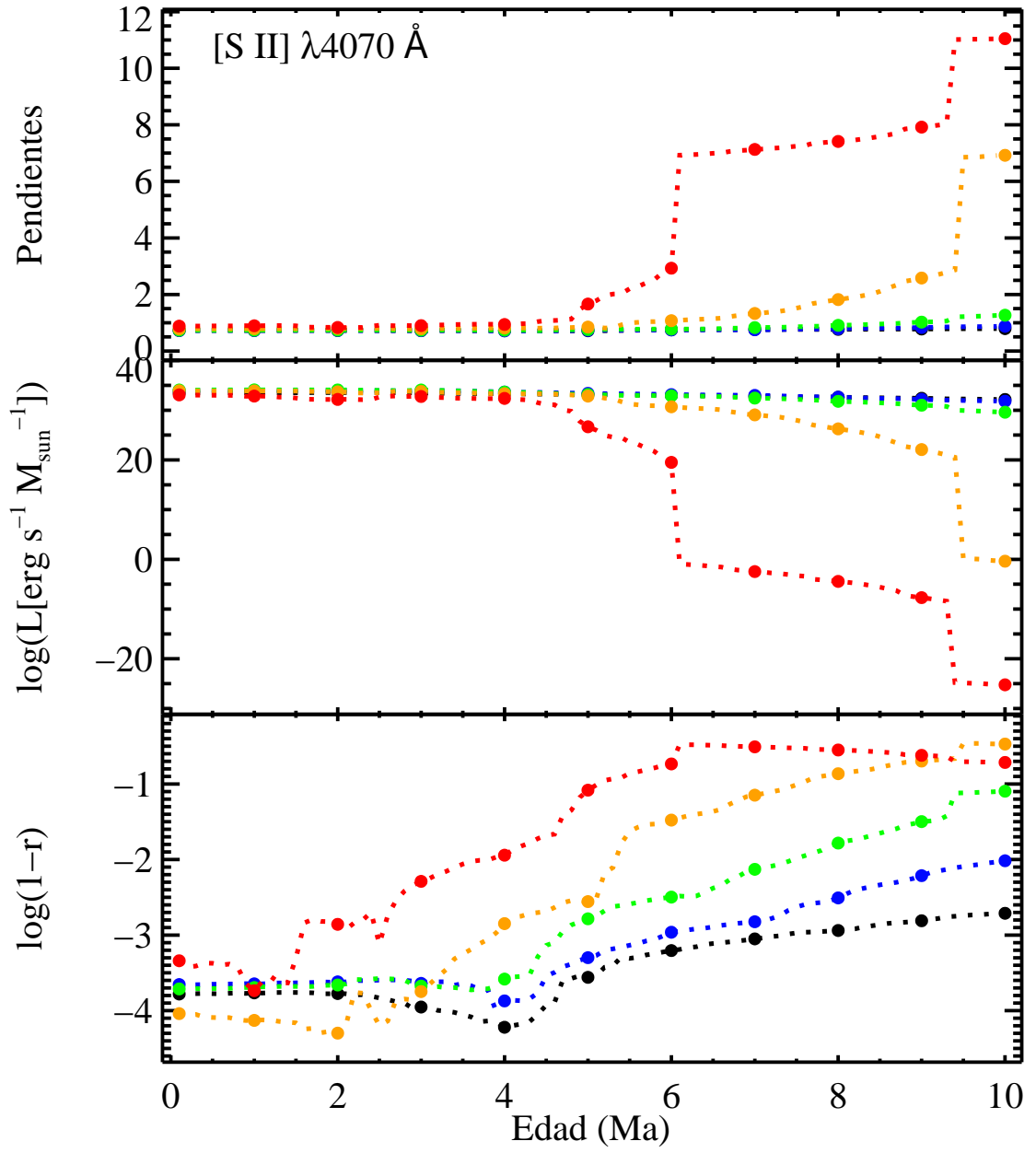

 FIGURA A.1: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 3726 \text{ \AA}$.

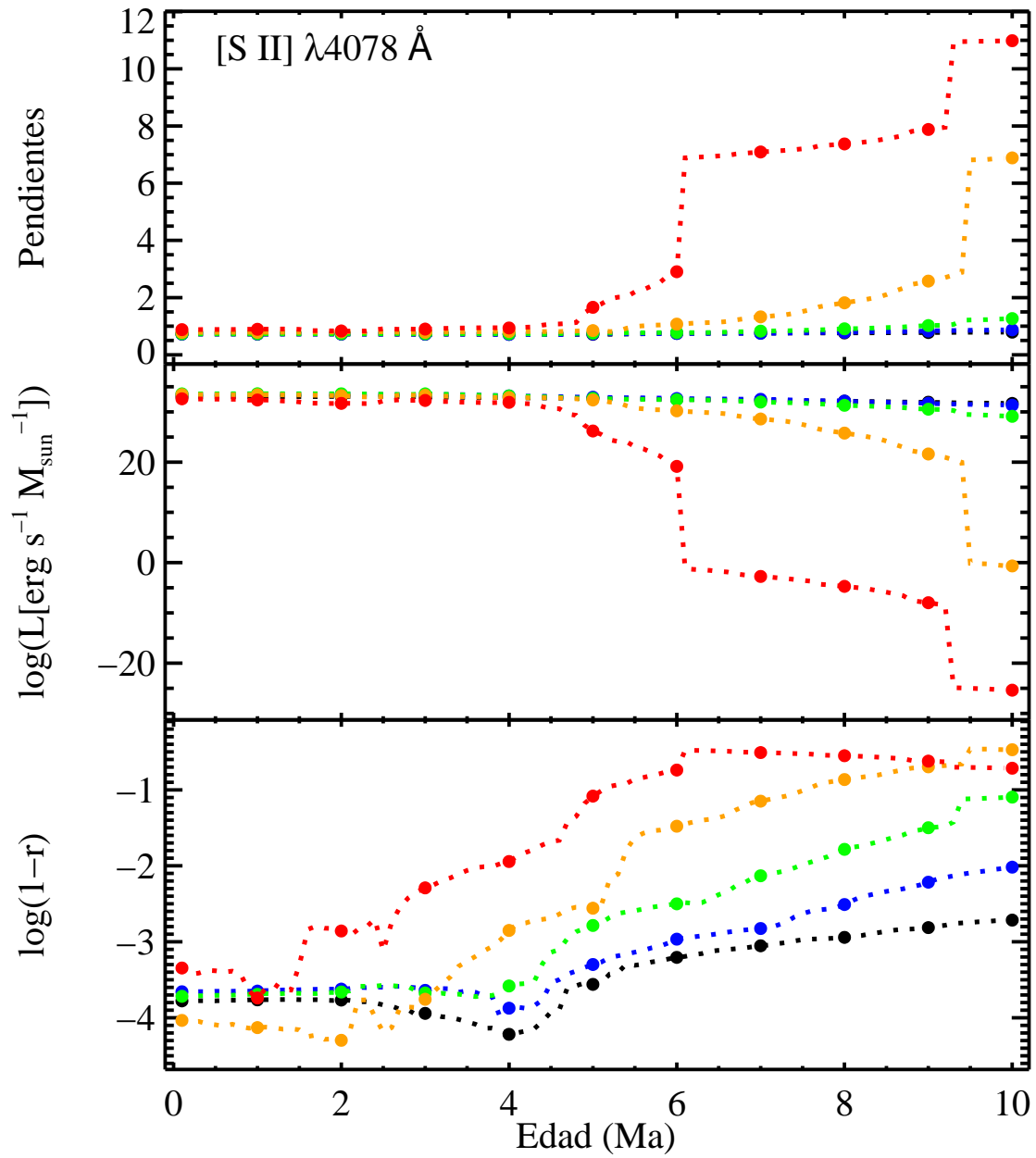

 FIGURA A.2: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$.

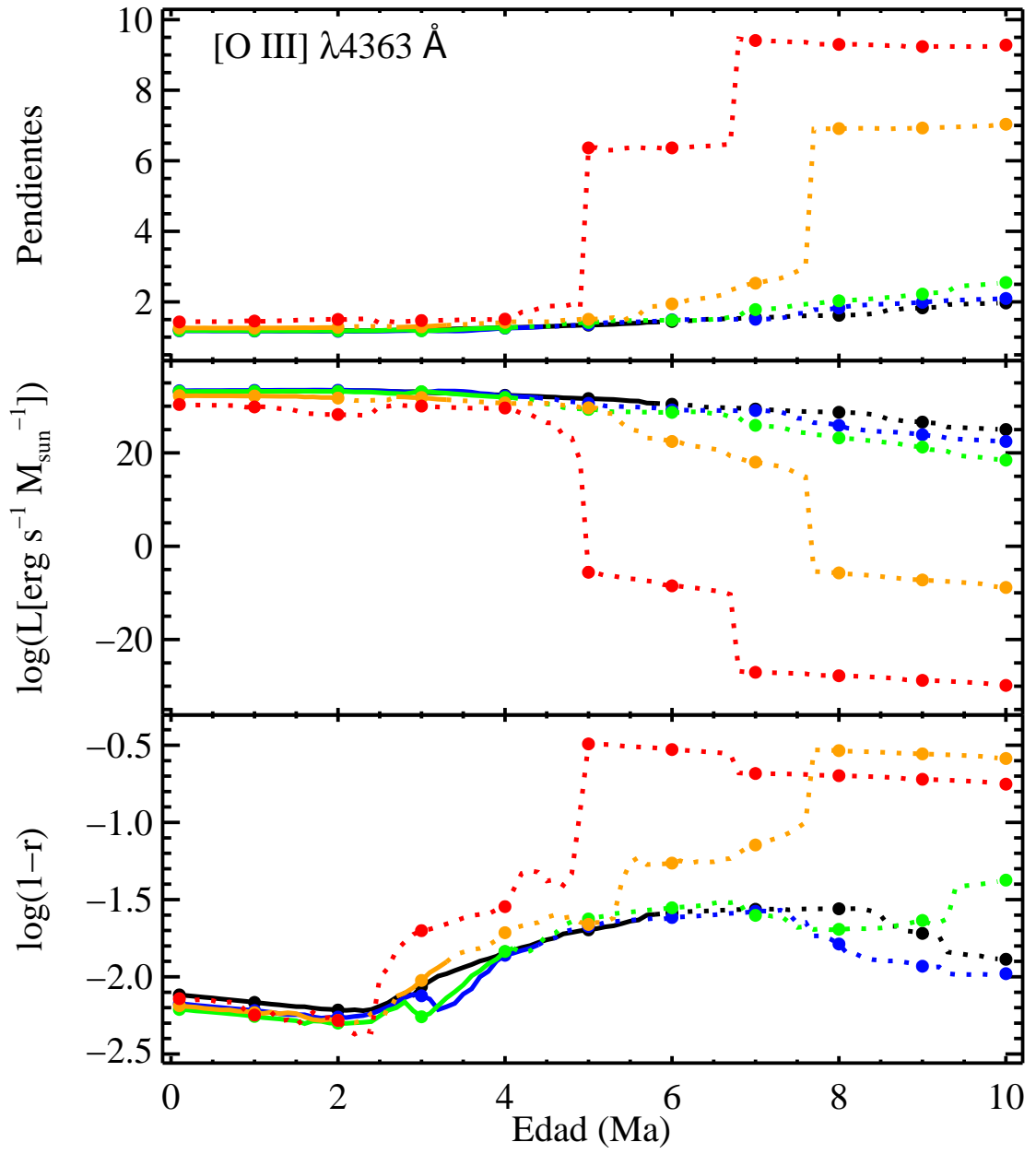

 FIGURA A.3: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 3729 \text{ \AA}$.

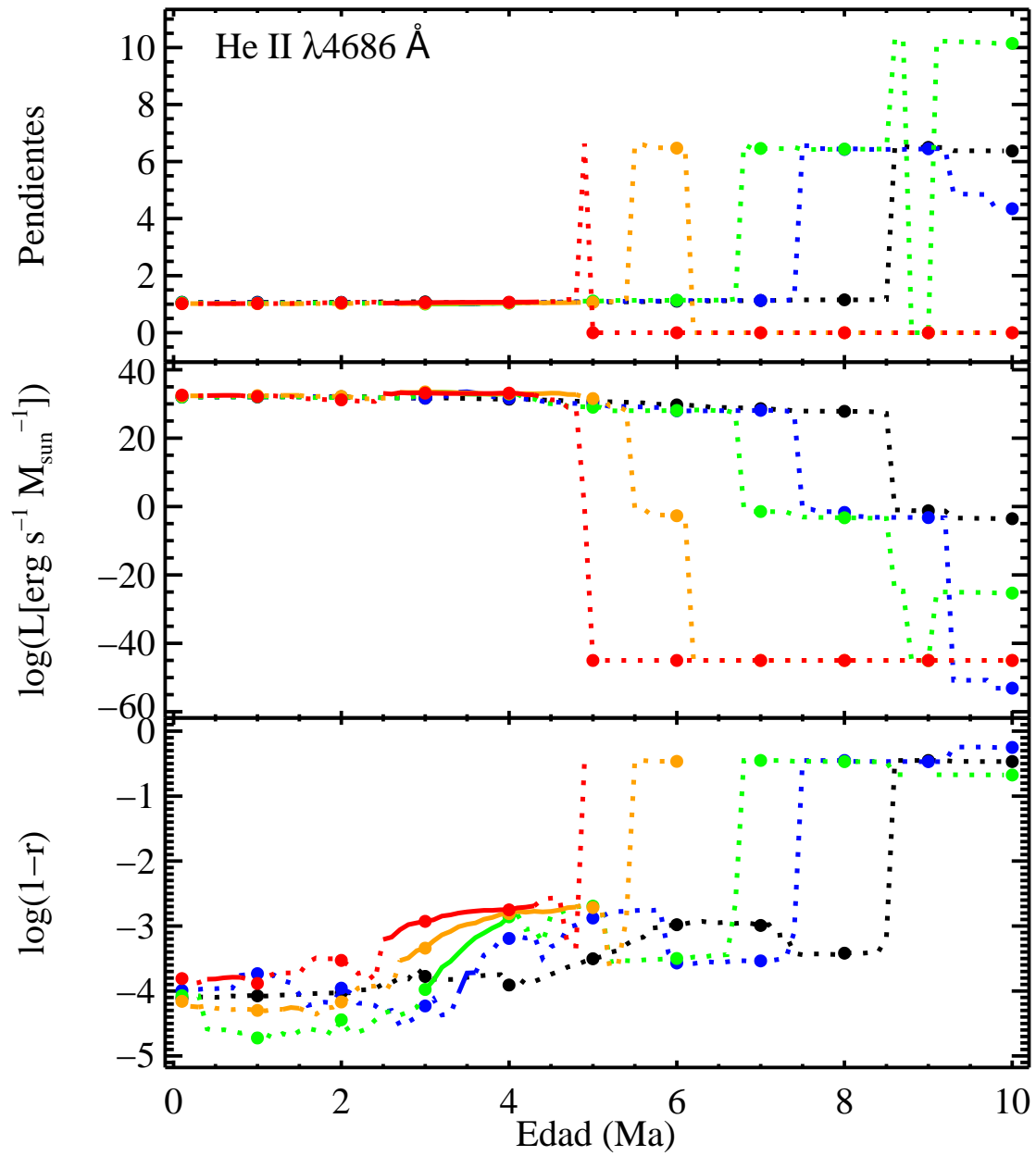

 FIGURA A.4: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 3869 \text{ \AA}$.

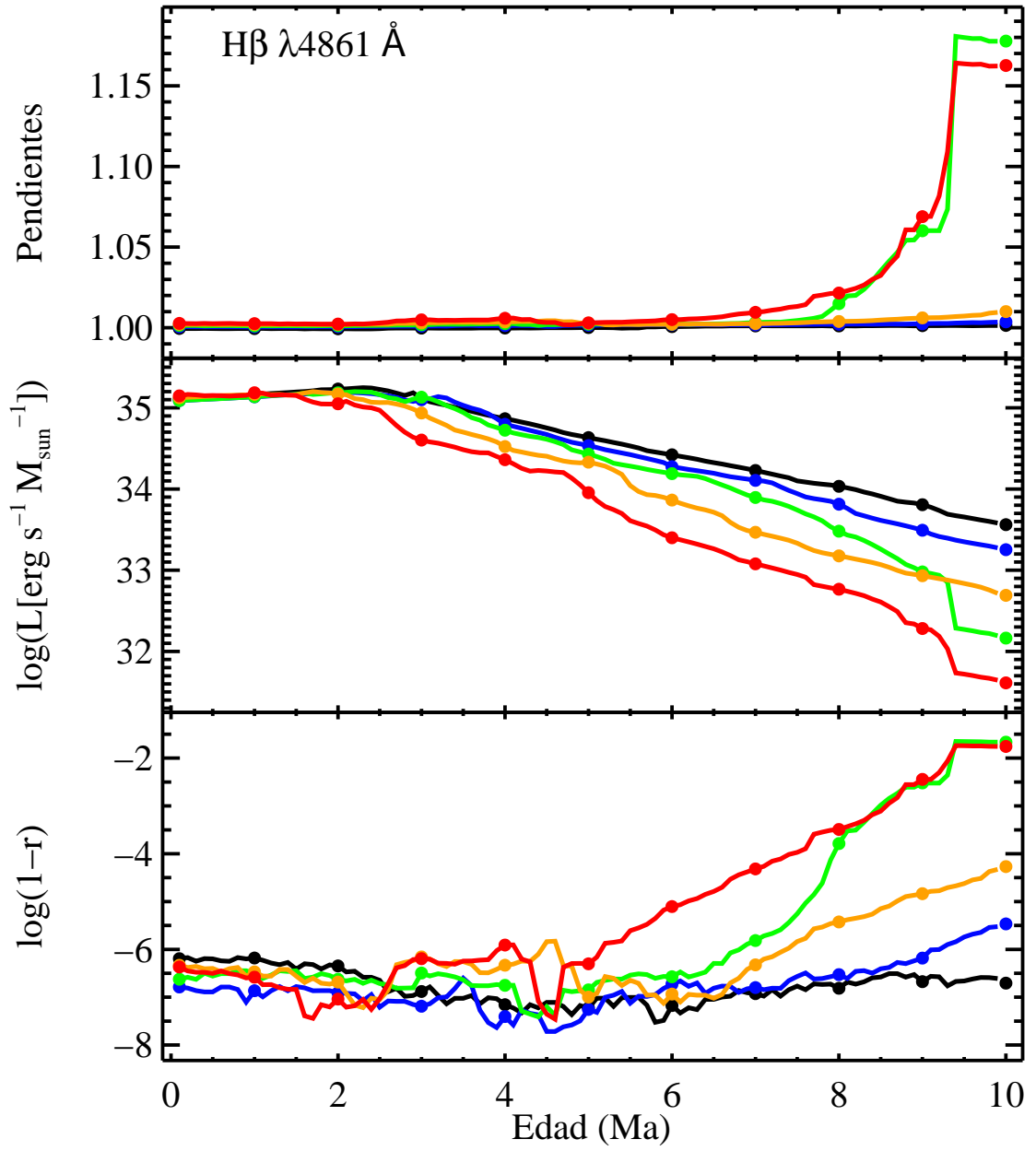

 FIGURA A.5: Pendientes, log L(1 M_⊙) y log(1-r) para [Ne III] λ 3968 Å.

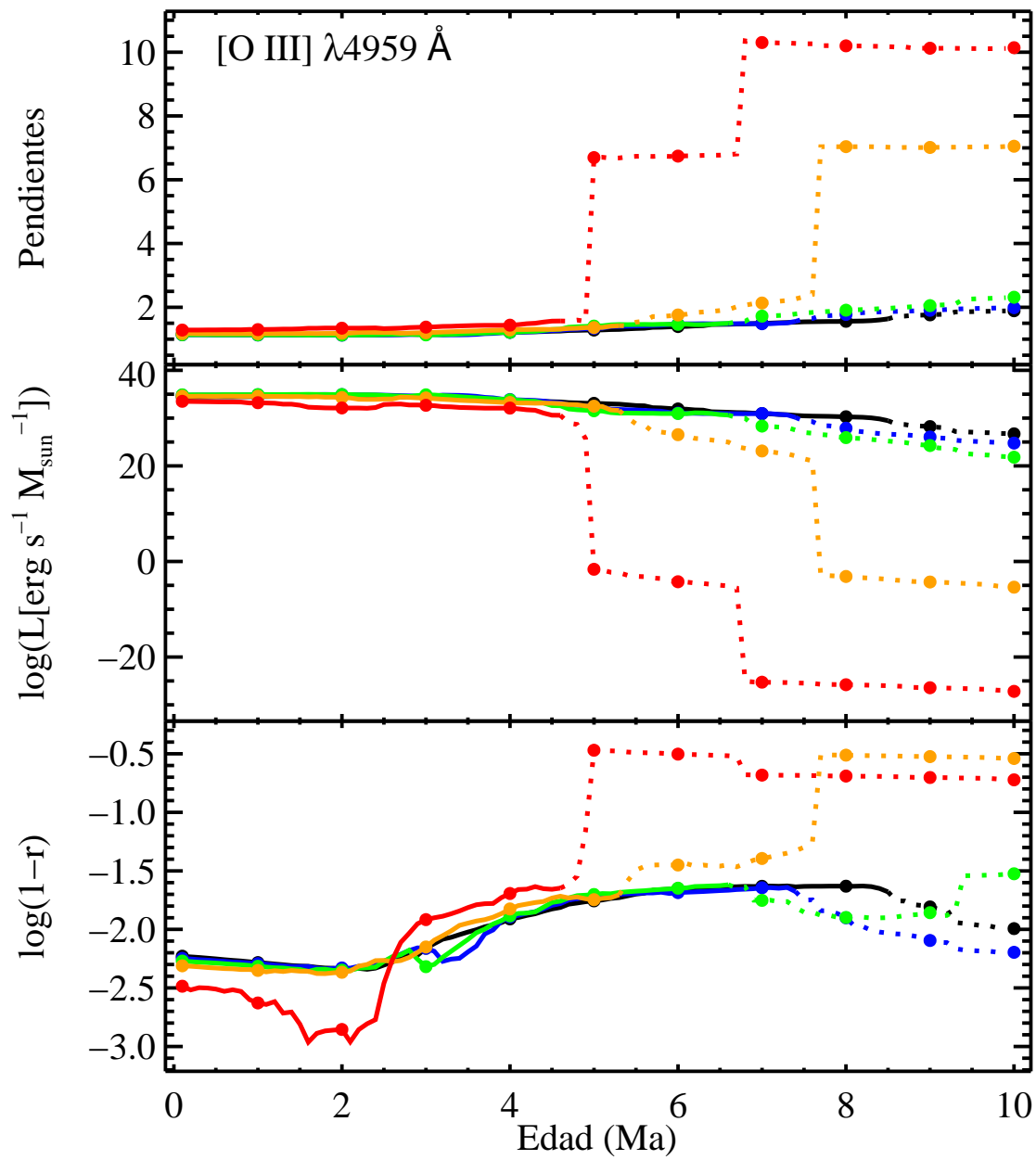

 FIGURA A.6: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] $\lambda 4070 \text{ \AA}$.

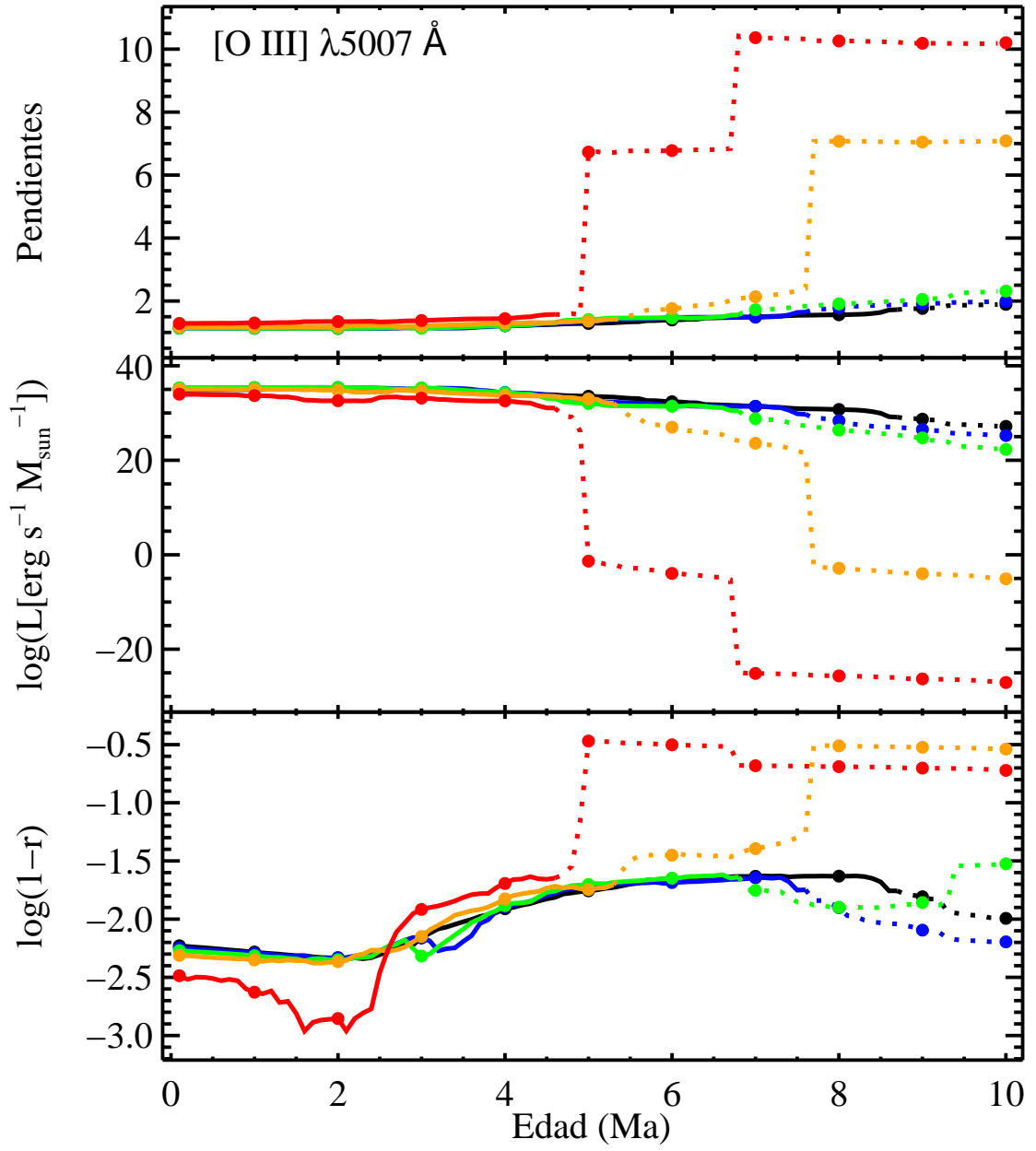

 FIGURA A.7: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] λ 4078 Å.

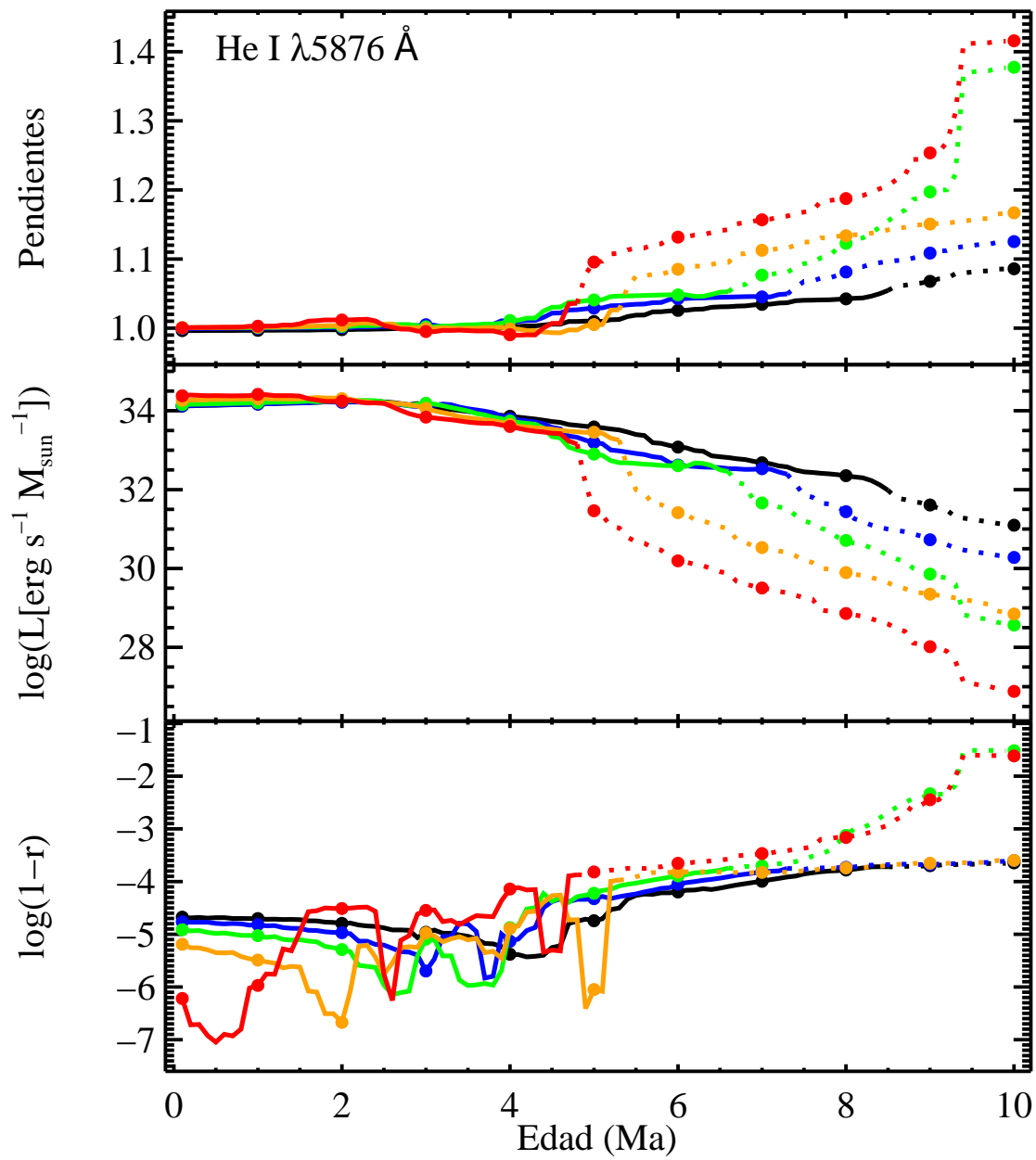

 FIGURA A.8: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 4363 \text{ \AA}$.

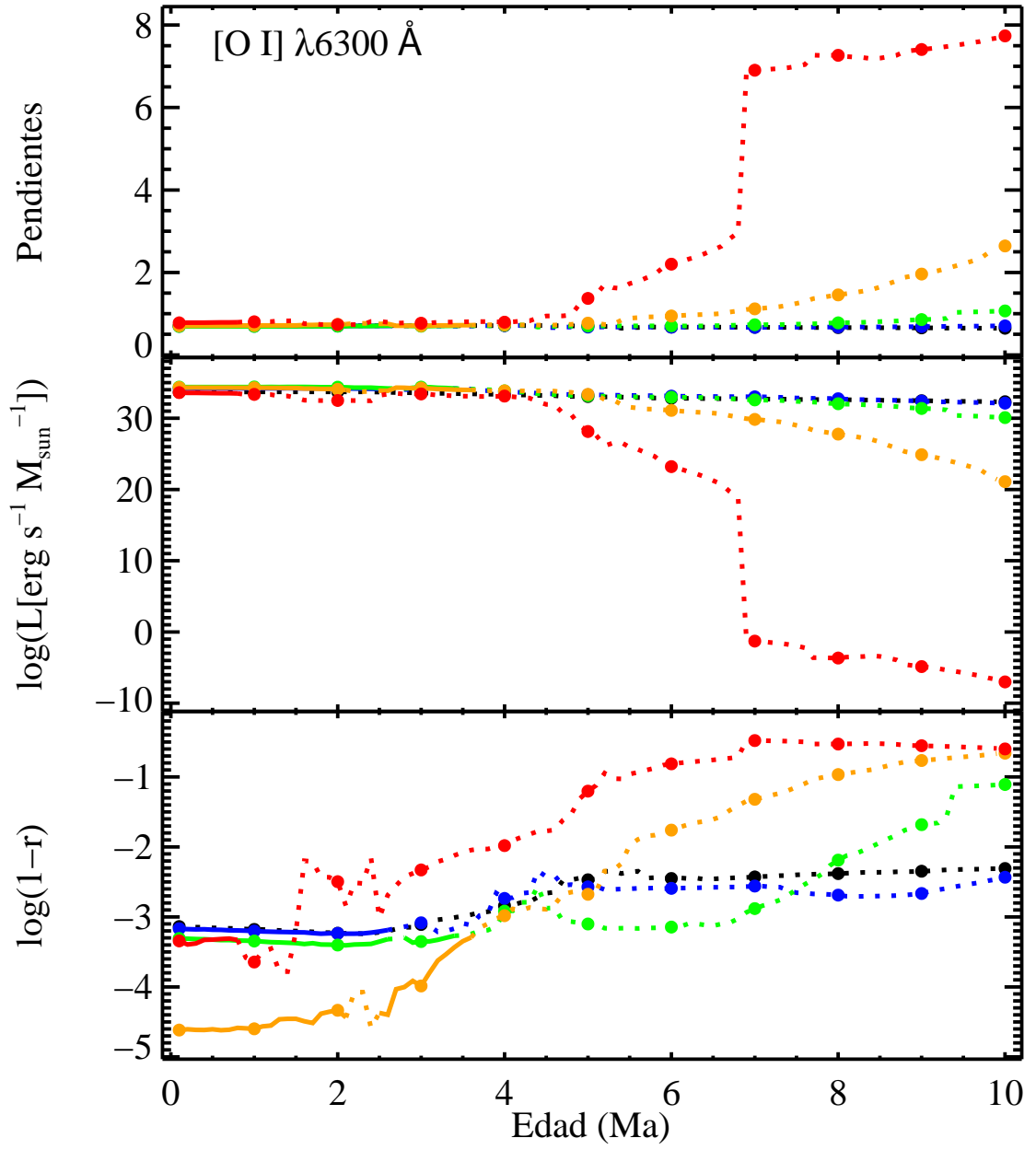

 FIGURA A.9: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$.

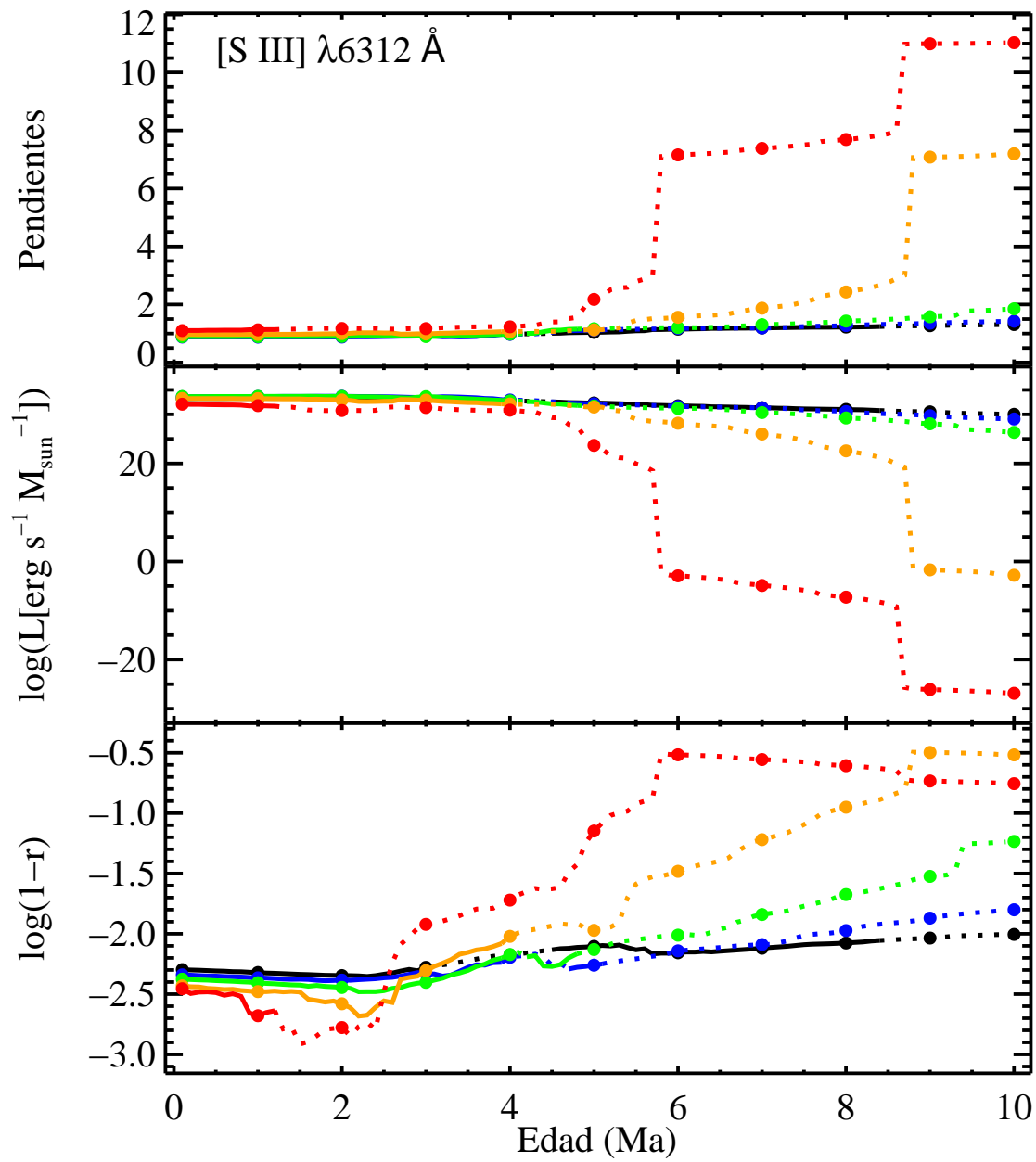

 FIGURA A.10: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $H\beta$.

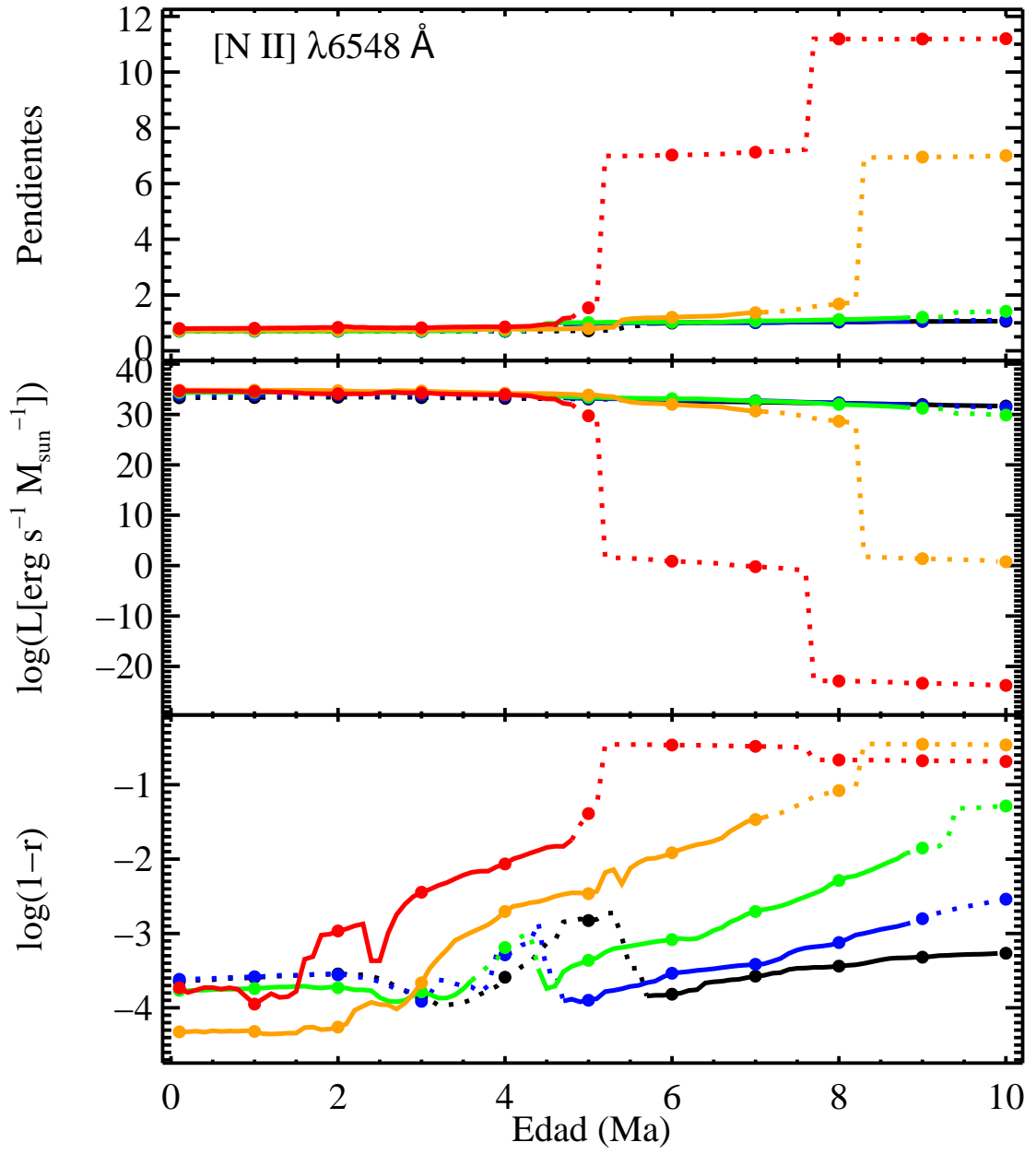

 FIGURA A.11: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [O III] λ 4959 Å.

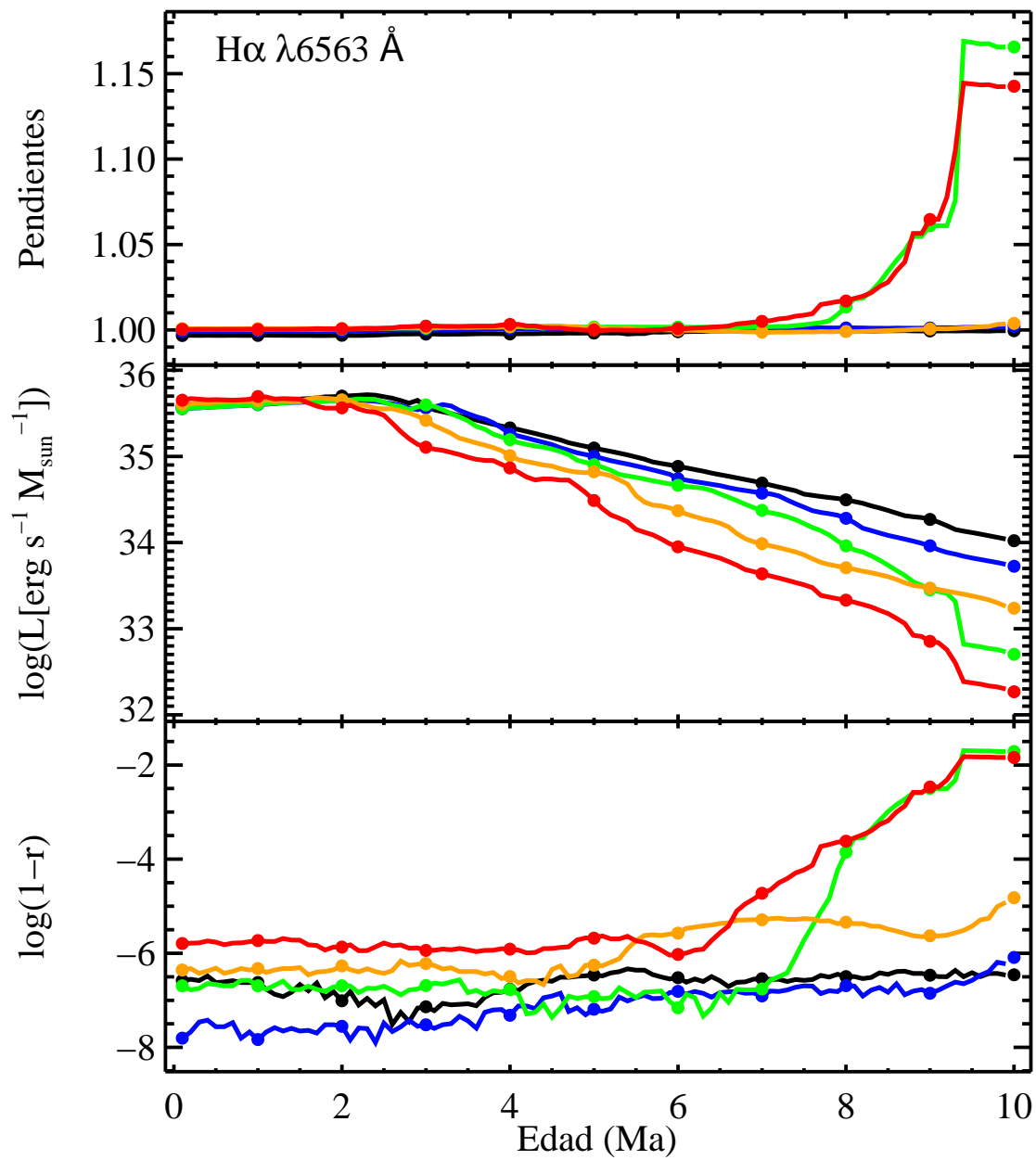

 FIGURA A.12: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [O III] λ 5007 Å.

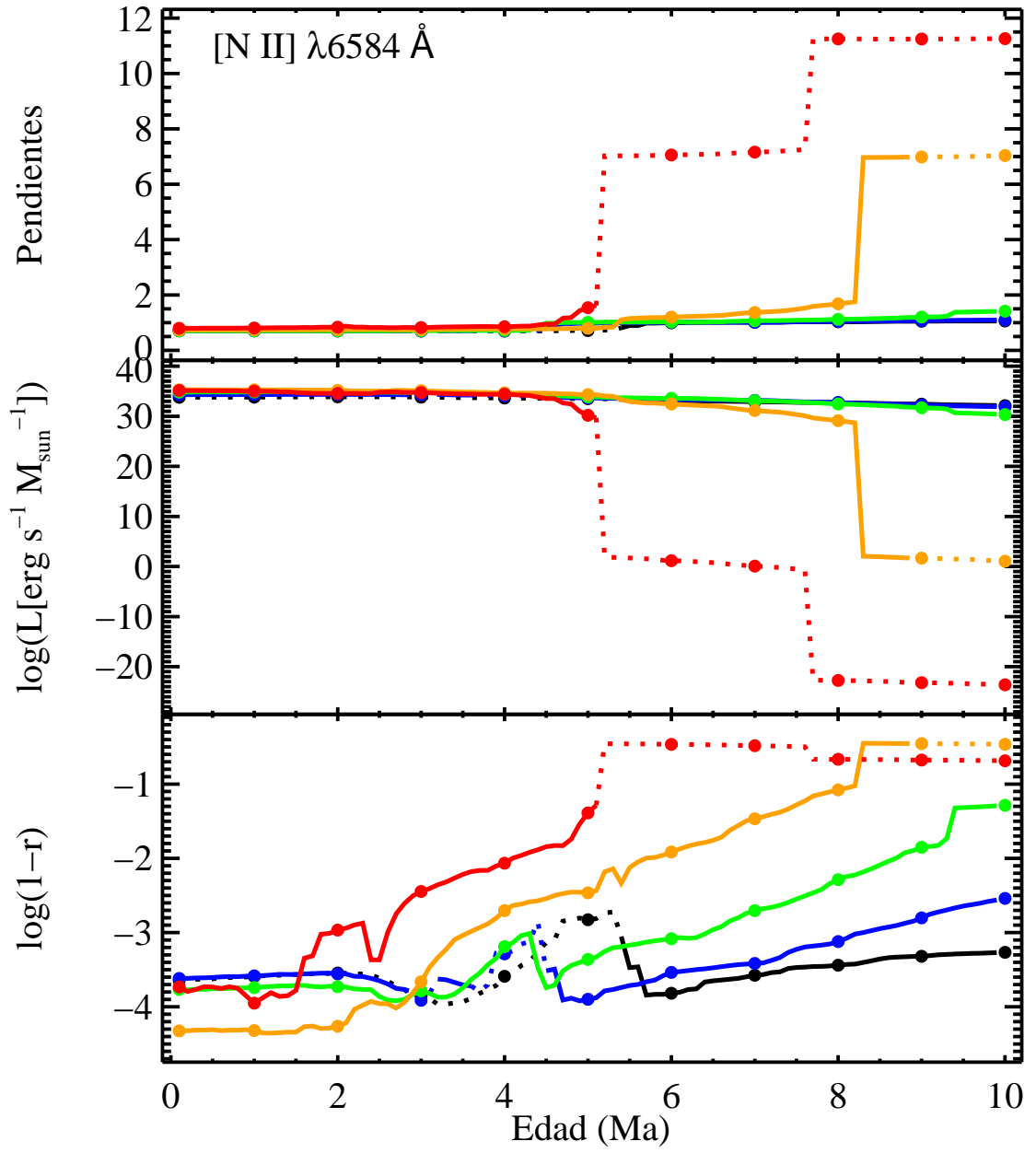

 FIGURA A.13: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para He I $\lambda 5876 \text{ \AA}$.

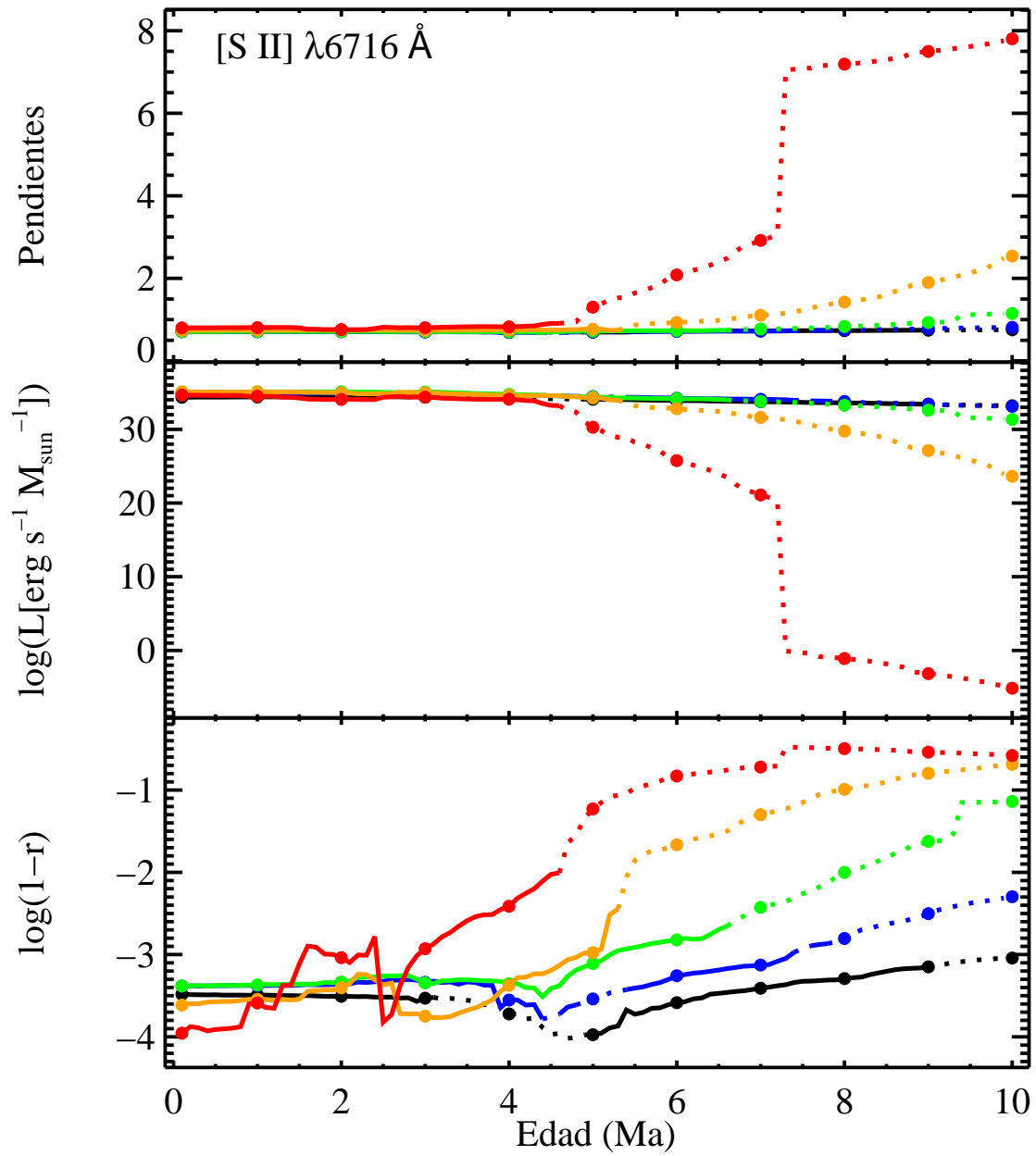

 FIGURA A.14: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$.

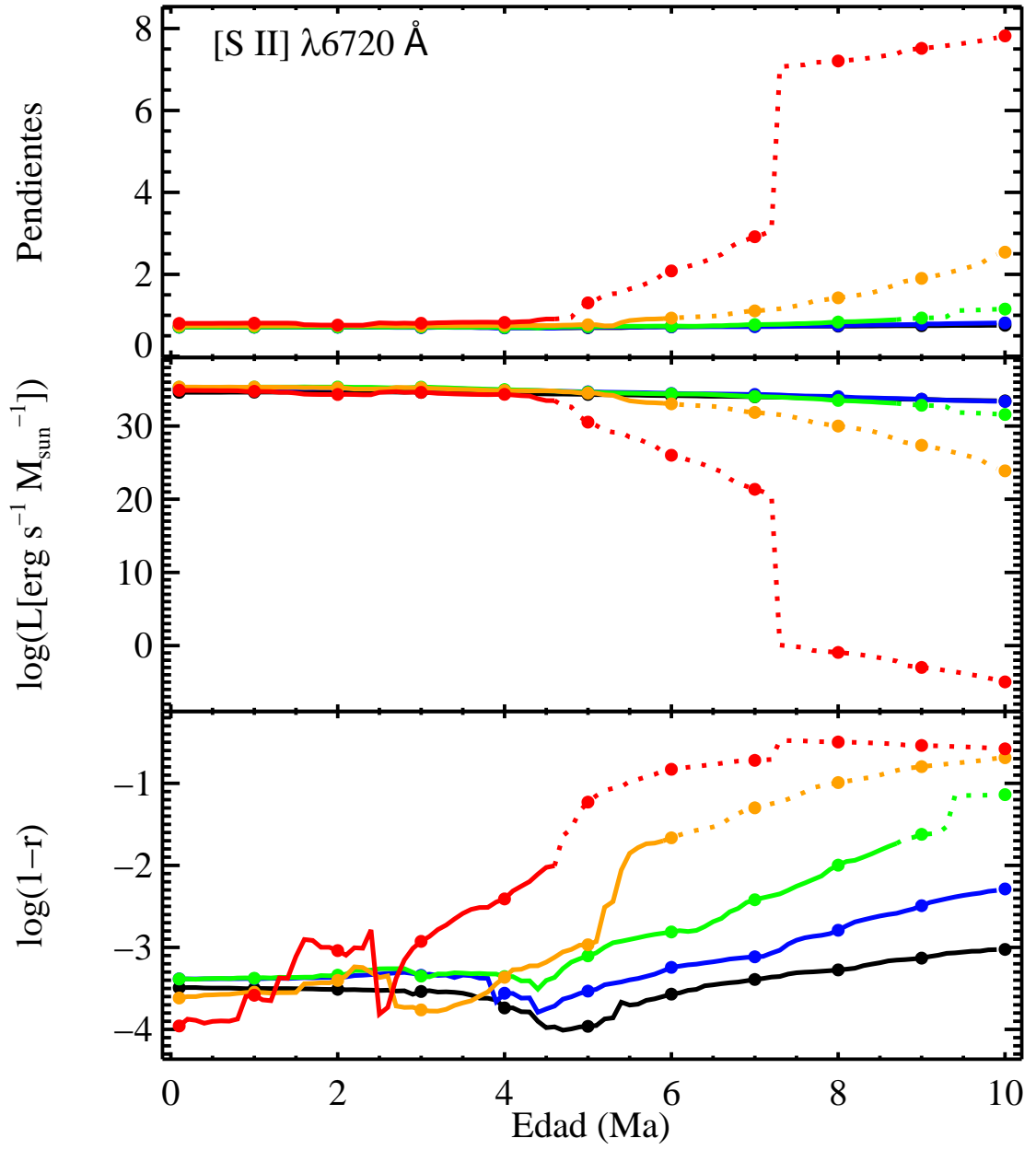

 FIGURA A.15: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S III] λ 6312 Å.

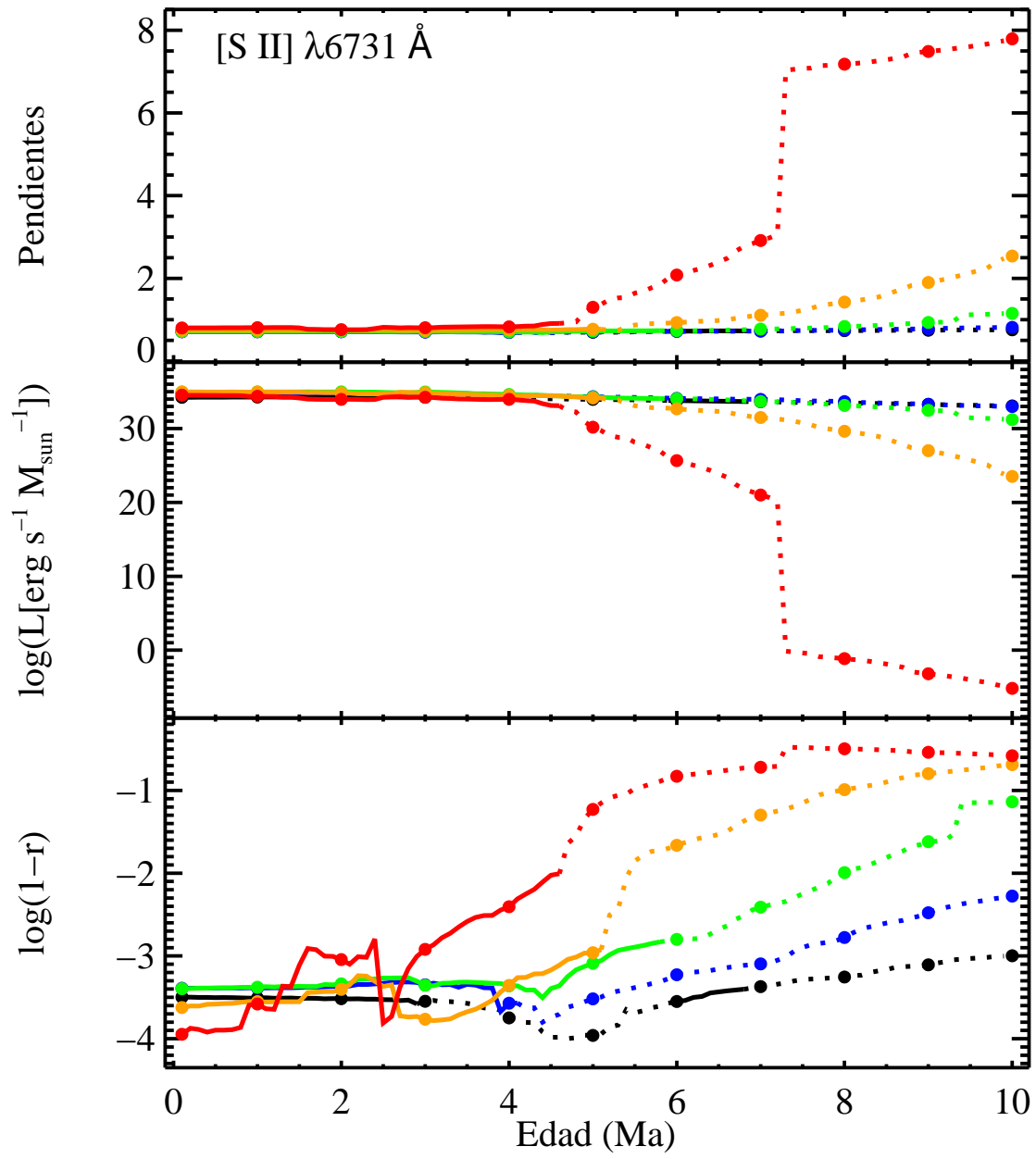

 FIGURA A.16: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{N II}] \lambda 6548 \text{ \AA}$.

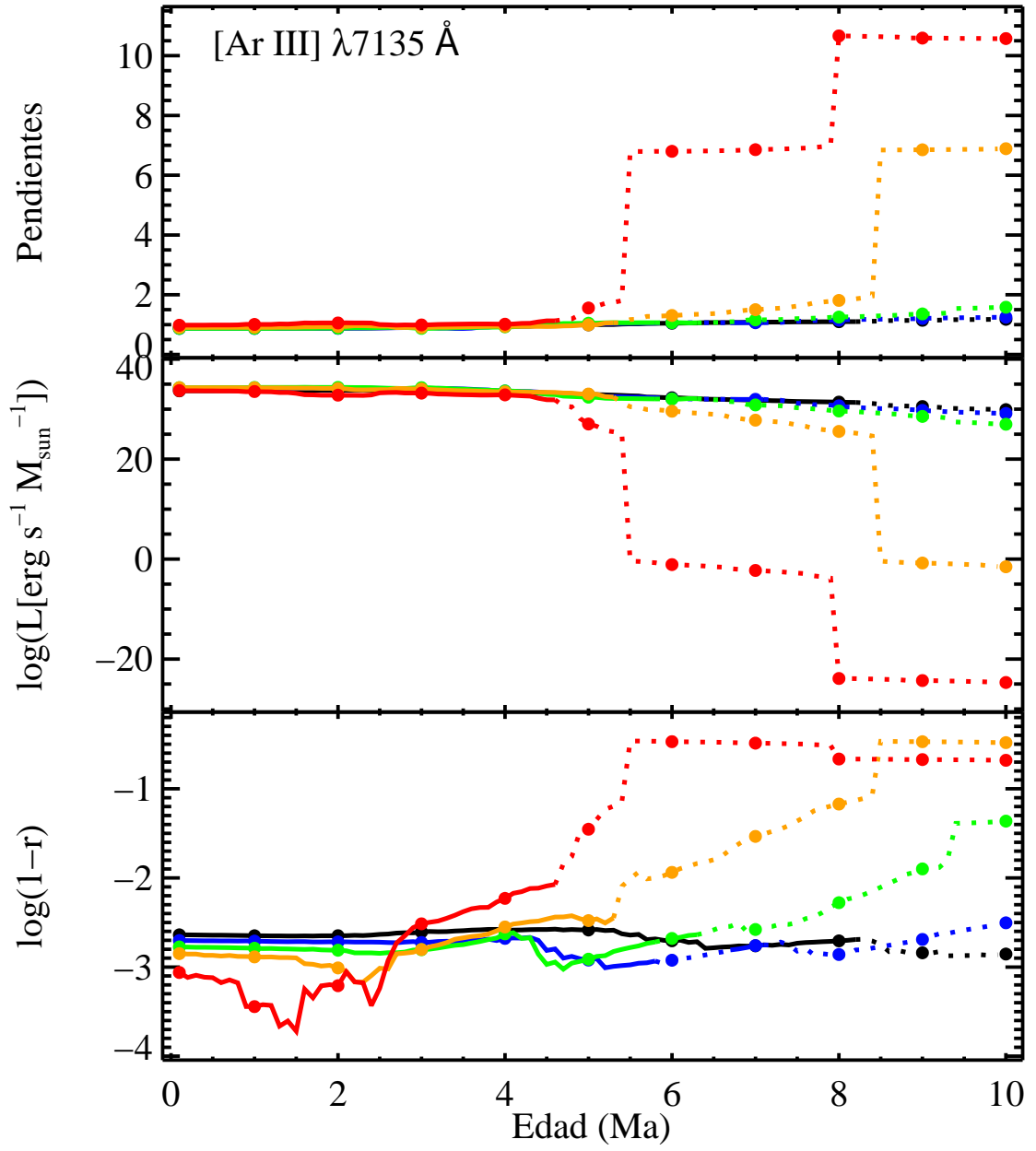

 FIGURA A.17: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $H\alpha$.

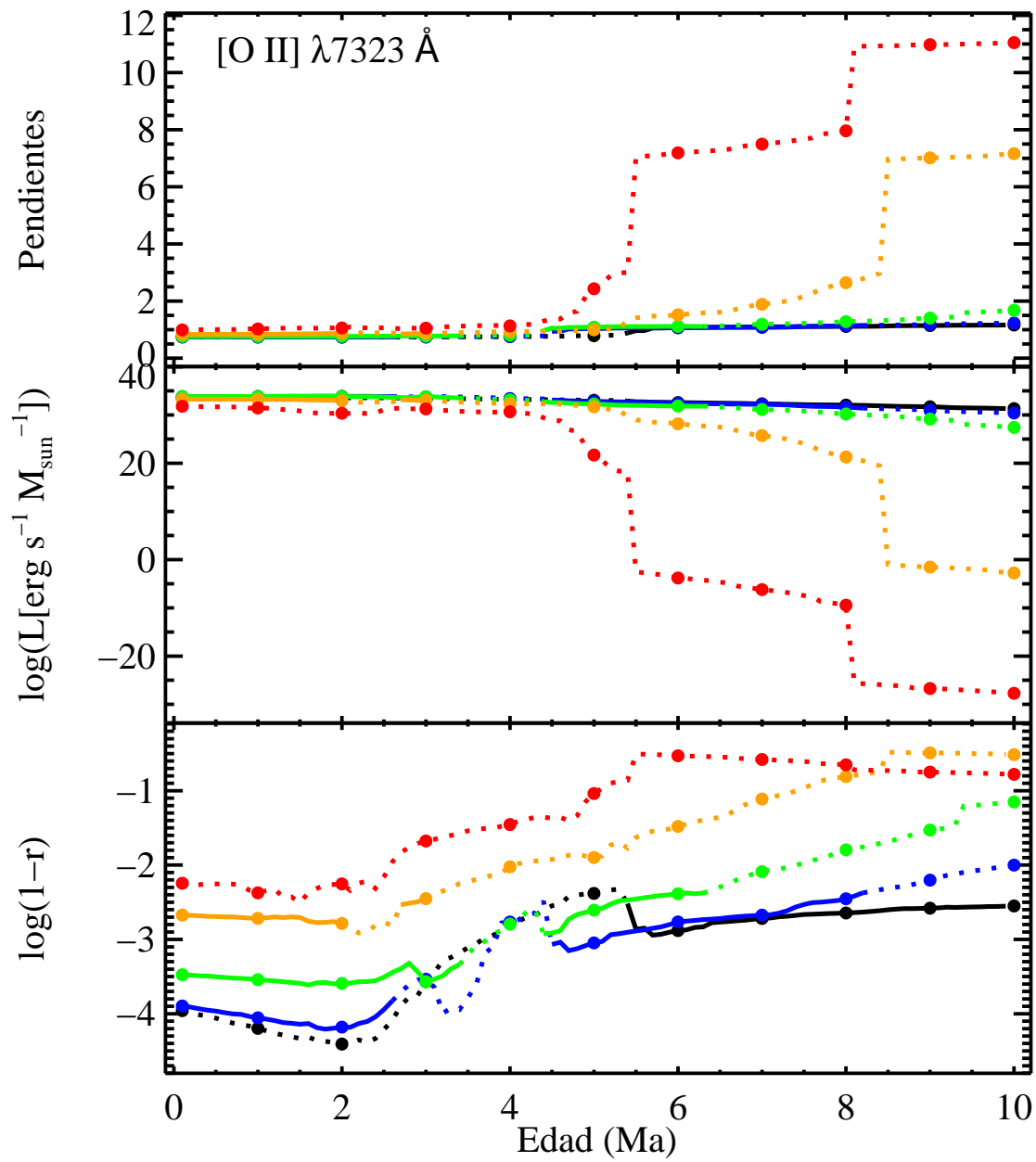

 FIGURA A.18: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [N II] $\lambda 6584 \text{ \AA}$.

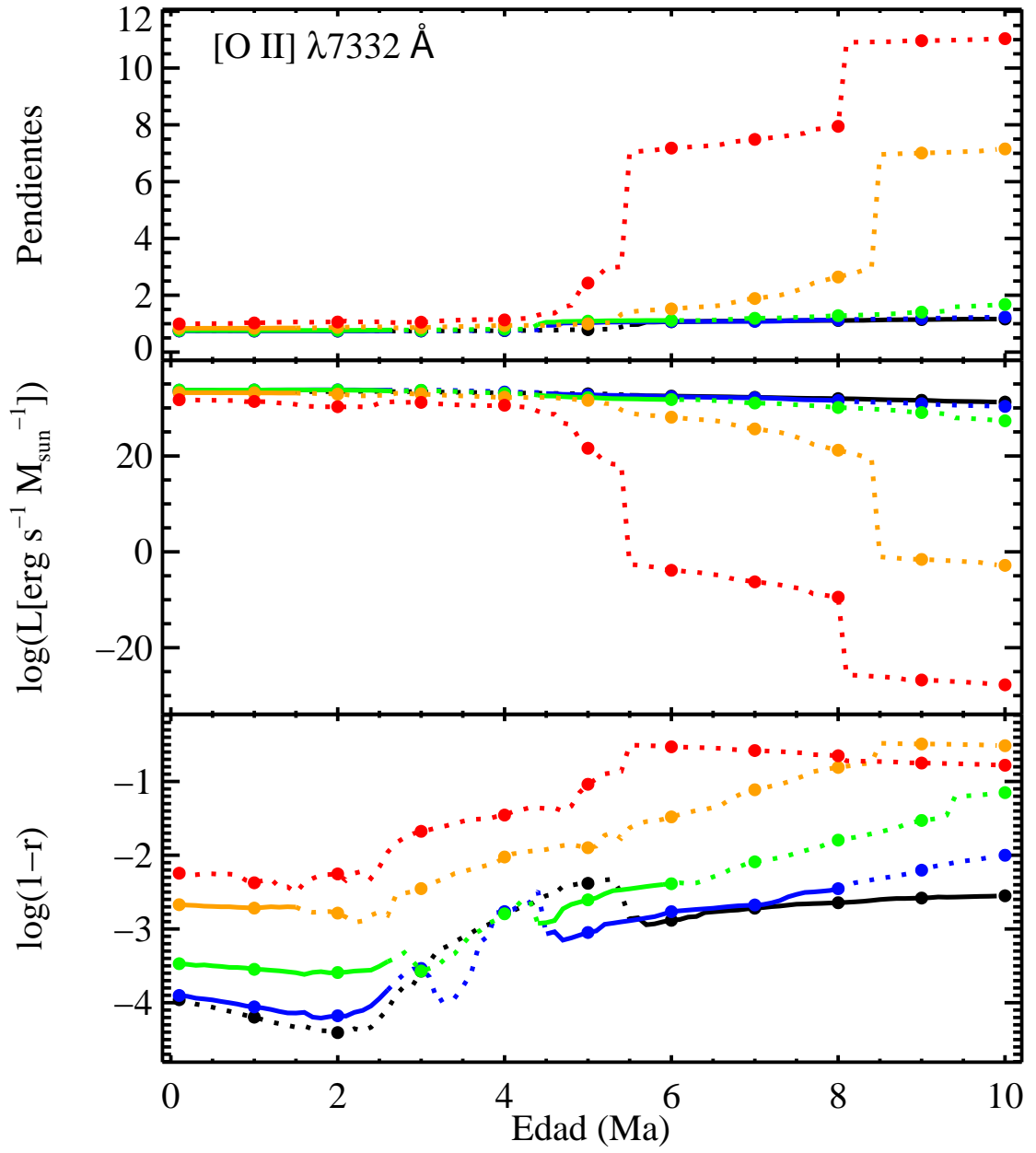

 FIGURA A.19: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] $\lambda 6716 \text{ \AA}$.

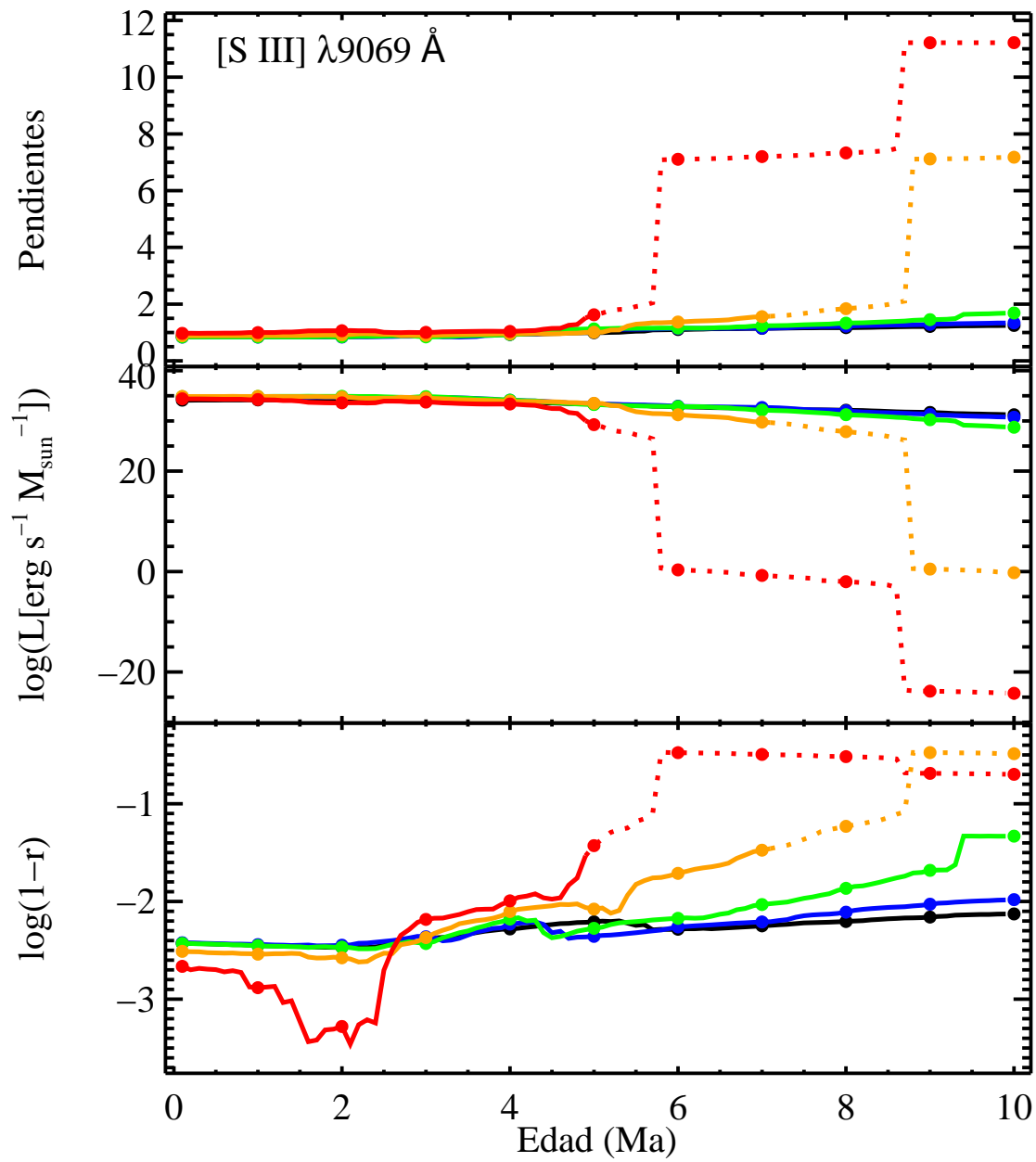

 FIGURA A.20: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S II}] \lambda 6720 \text{ \AA}$.

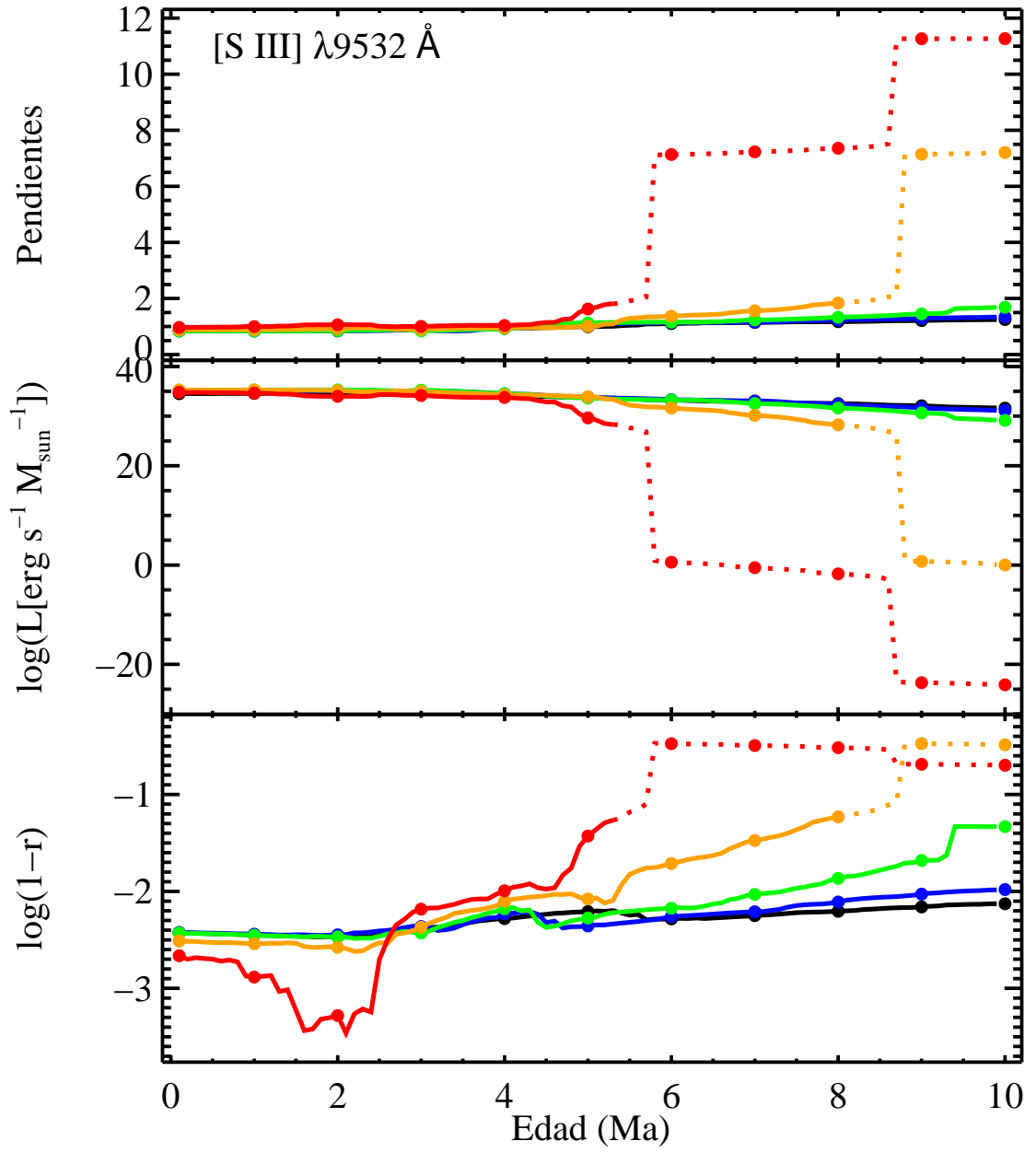

 FIGURA A.21: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] $\lambda 6731 \text{ \AA}$.

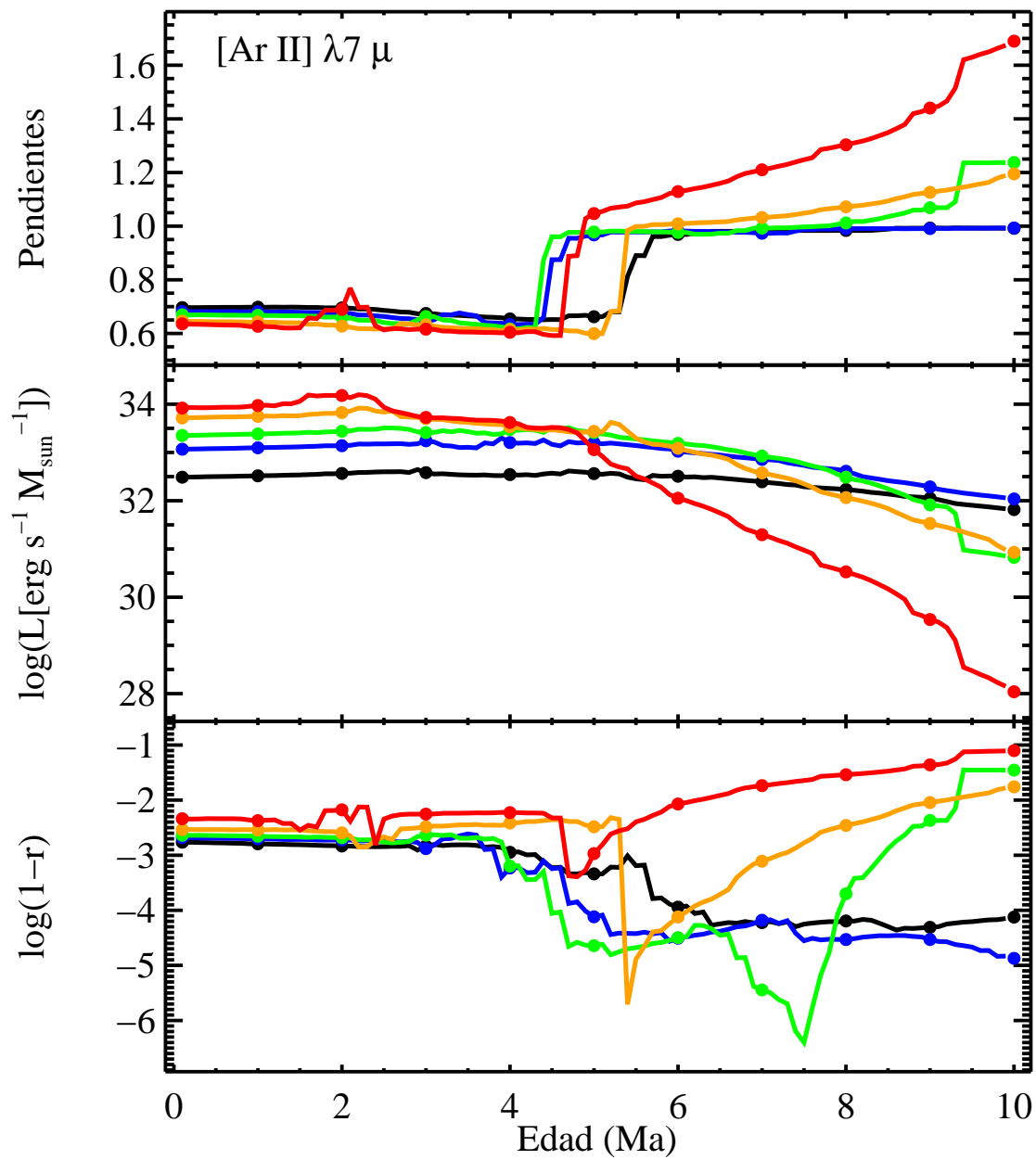

 FIGURA A.22: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ar III}] \lambda 7135 \text{ \AA}$.

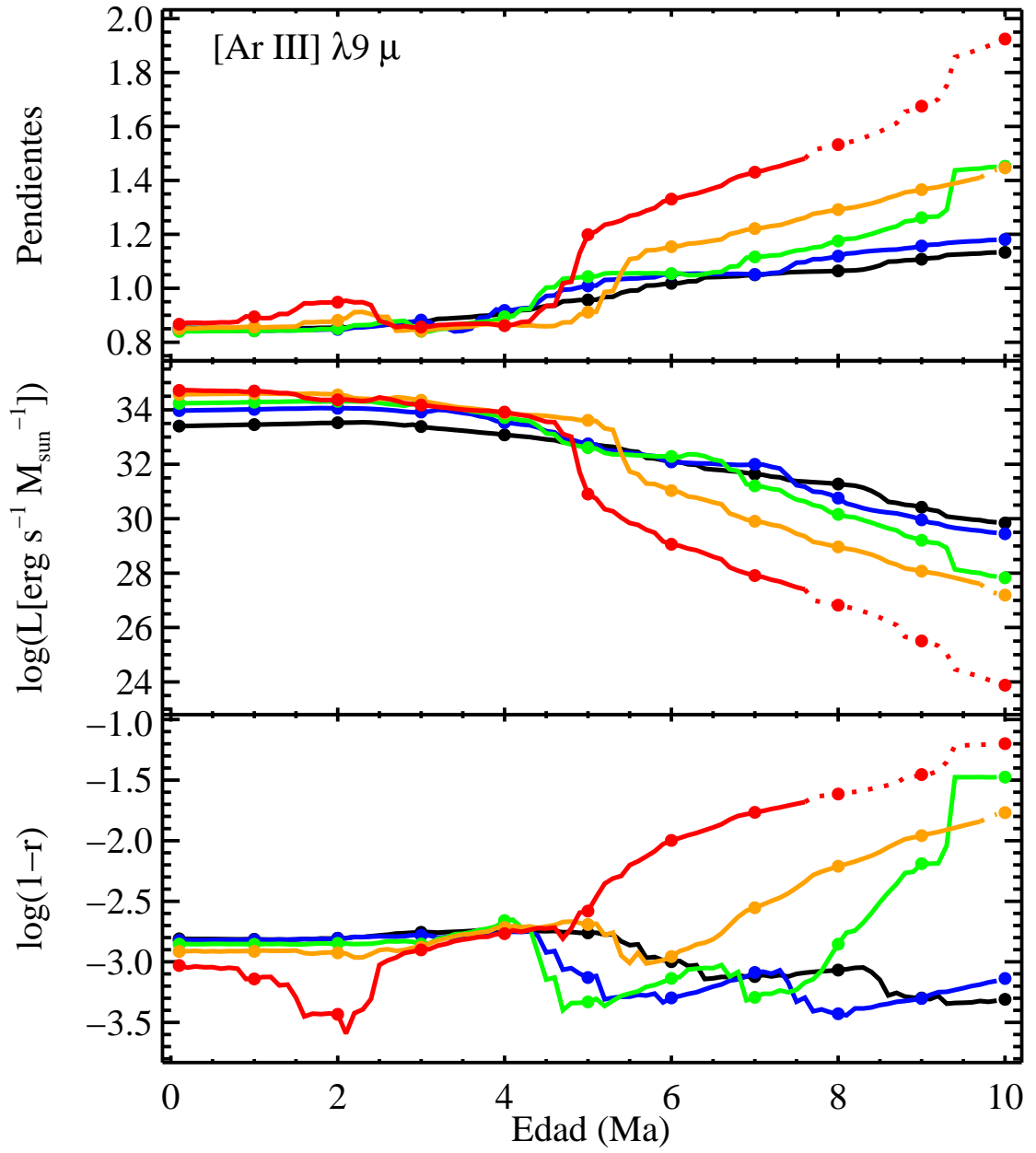

 FIGURA A.23: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 7323 \text{ \AA}$.

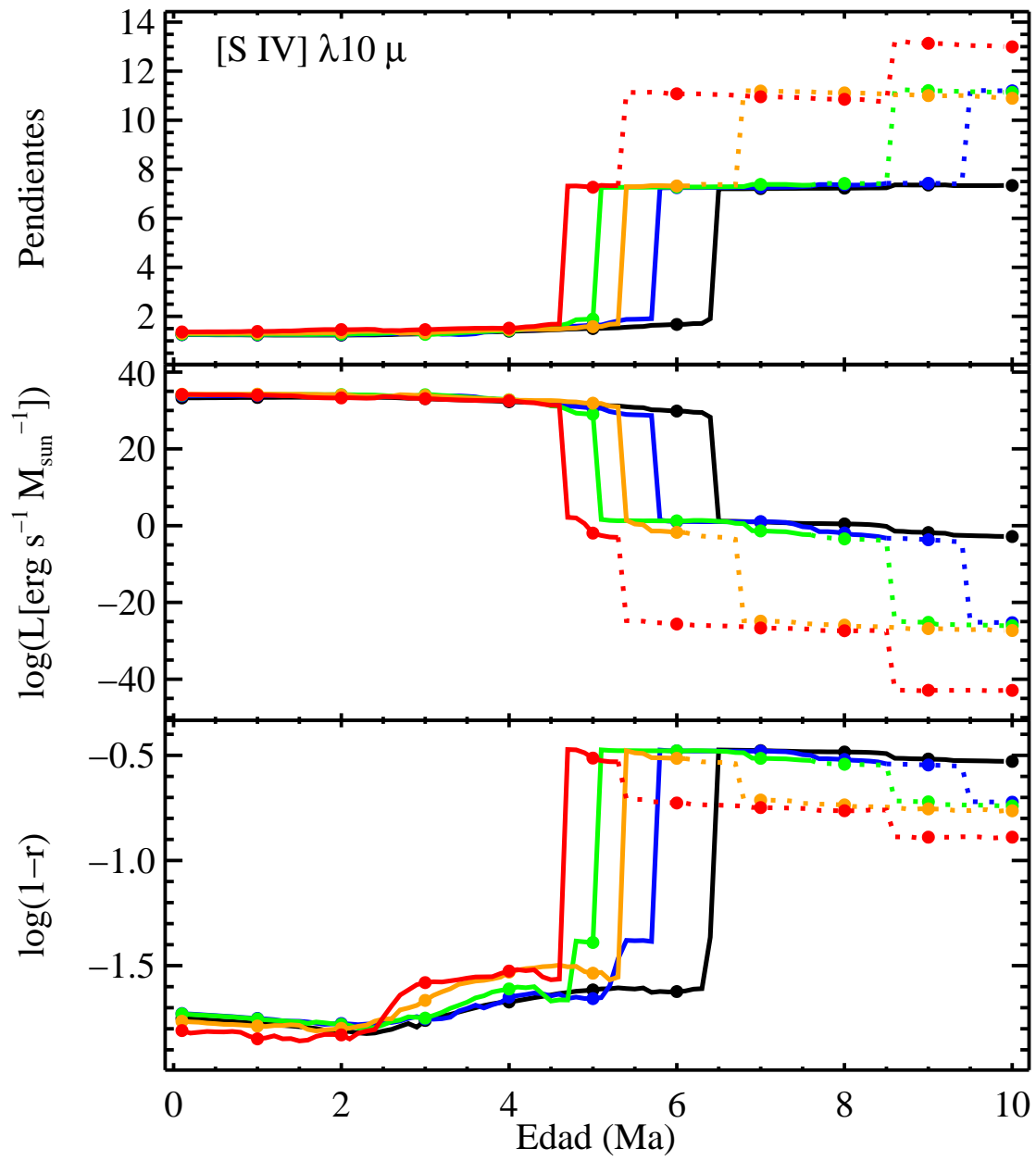

 FIGURA A.24: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 7332 \text{ \AA}$.

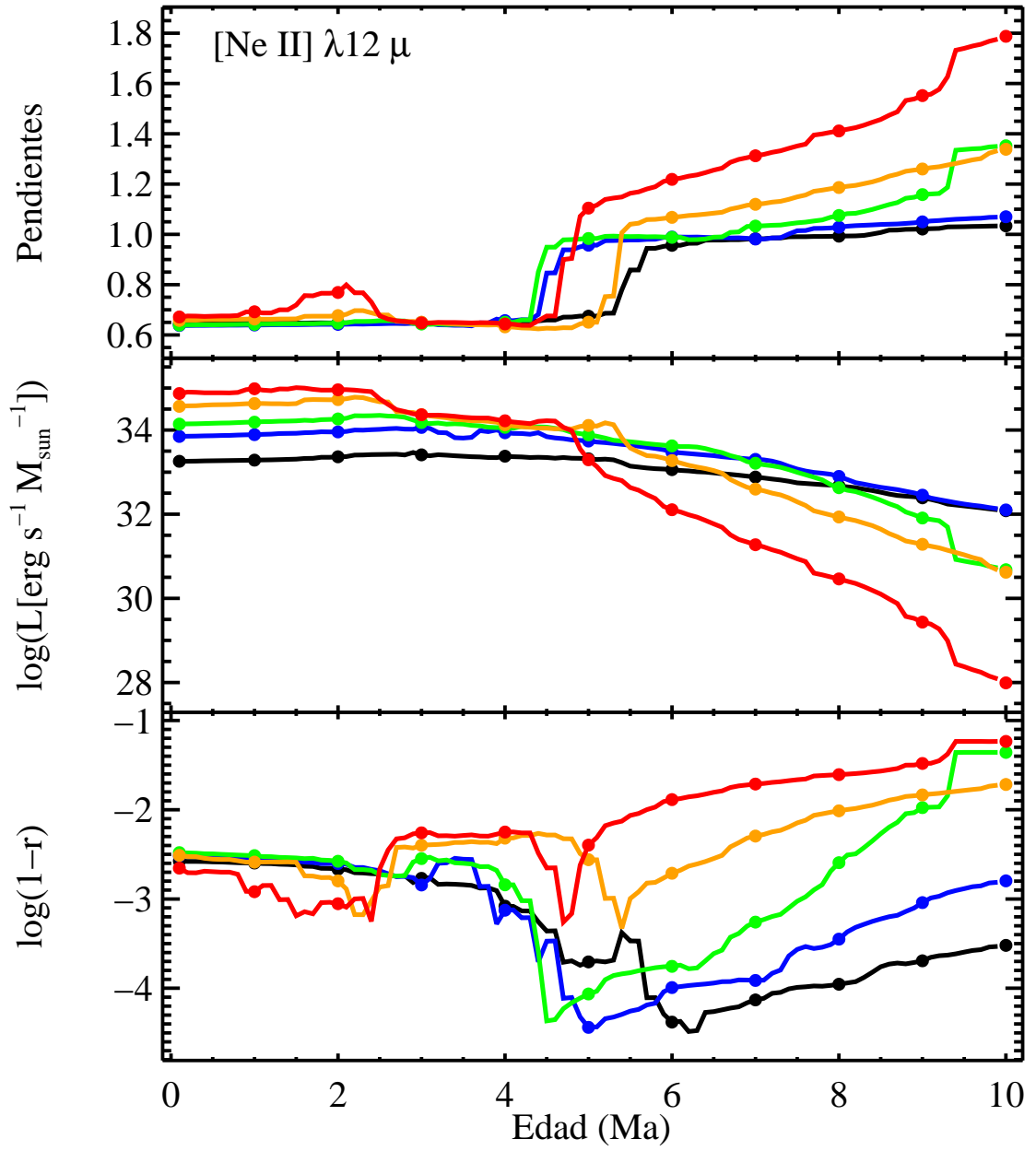

 FIGURA A.25: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S III] λ 9069 Å.

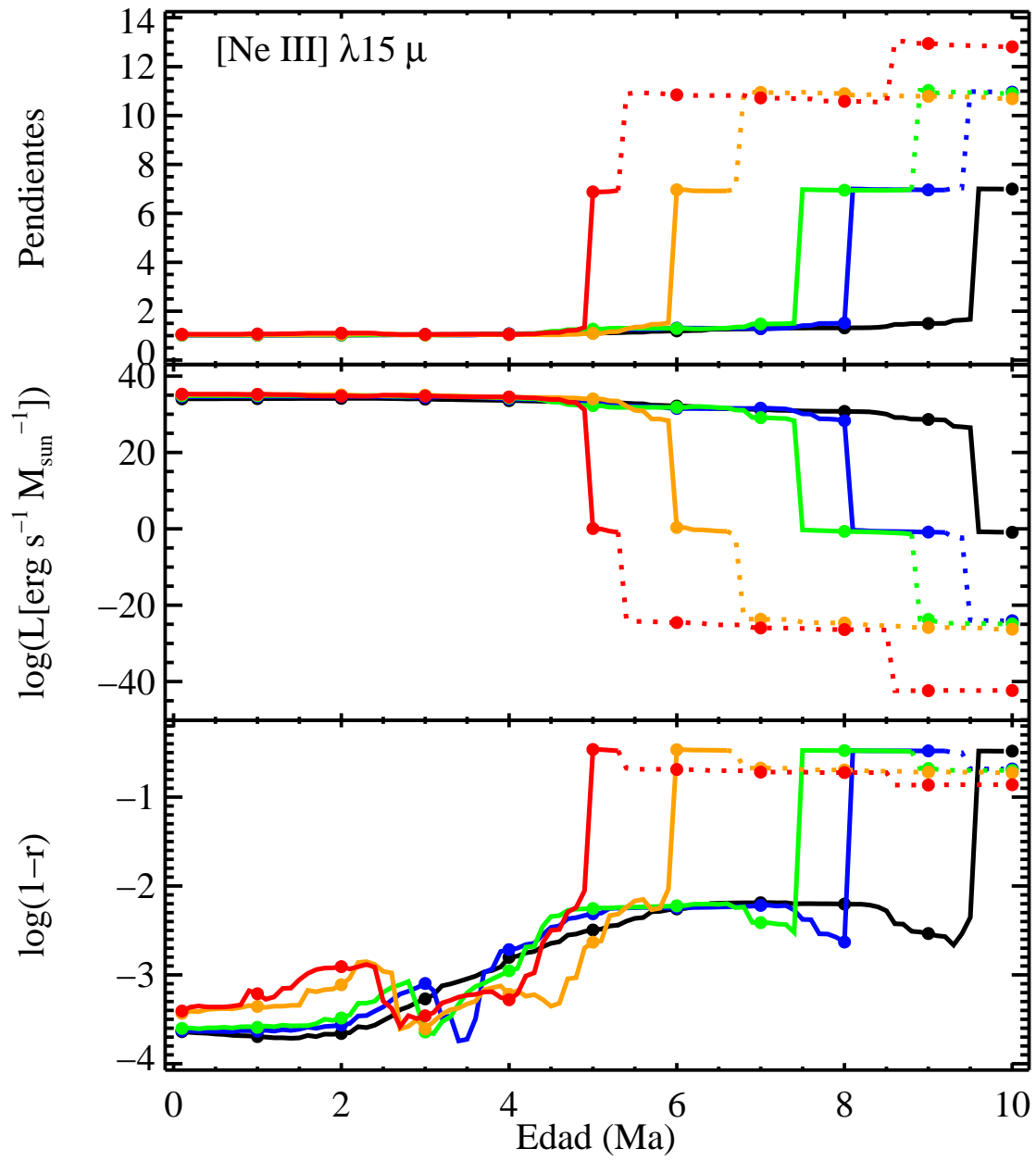

 FIGURA A.26: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S III] $\lambda 9532 \text{ \AA}$.

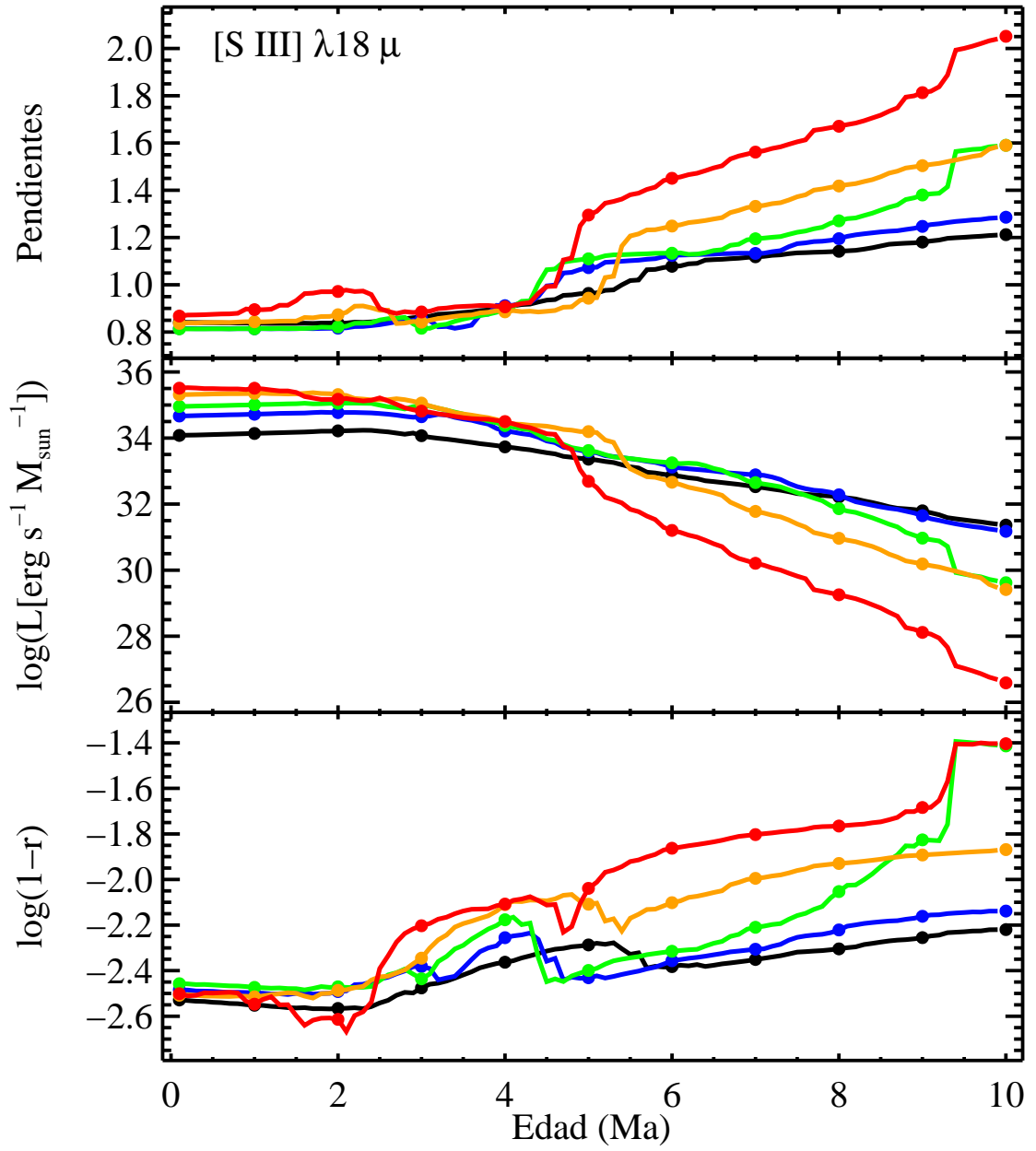

 FIGURA A.27: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ar II}] \lambda 7 \mu$.

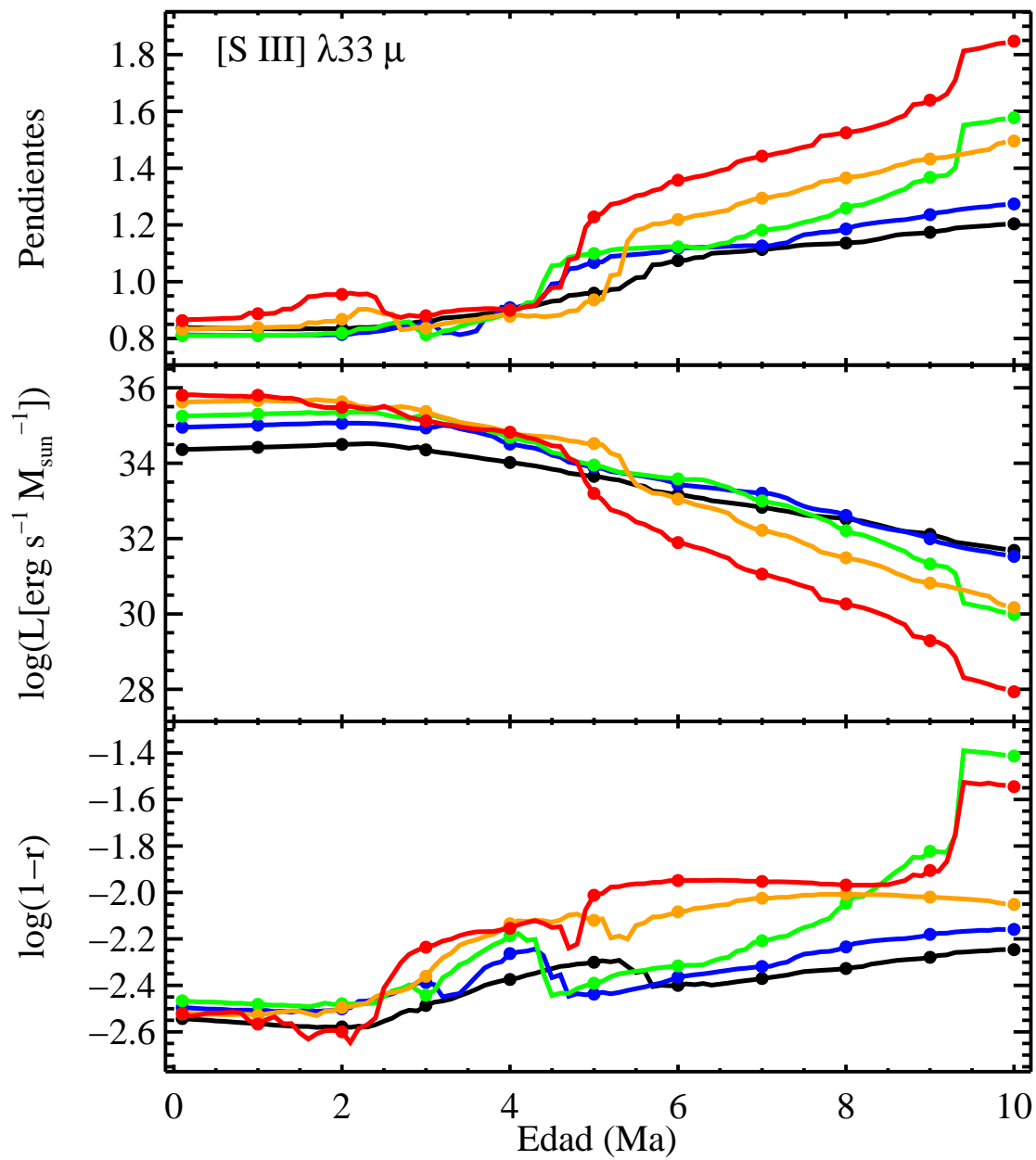

 FIGURA A.28: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ar III}] \lambda 9 \mu$.

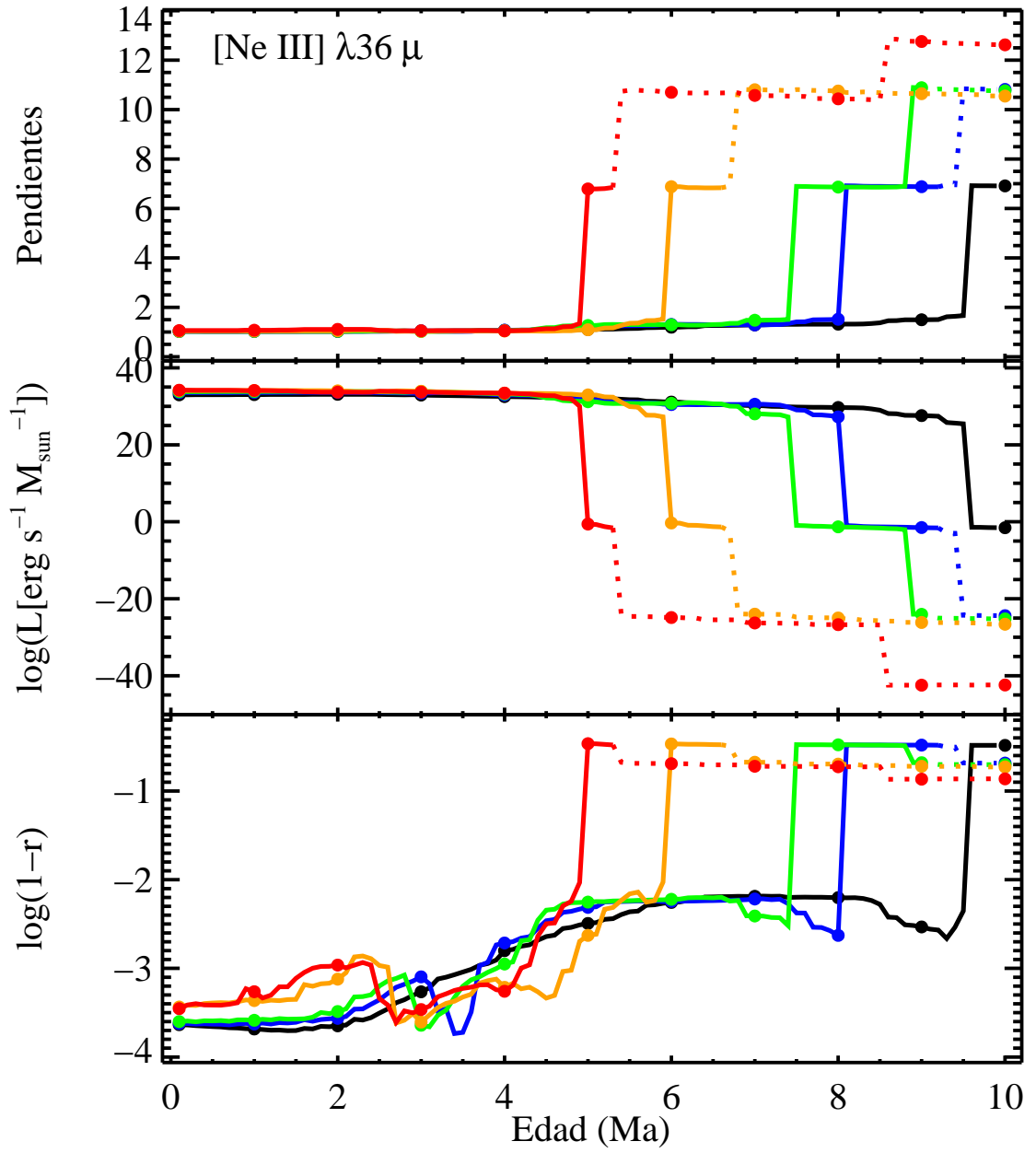

 FIGURA A.29: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S IV}] \lambda 10 \mu$.

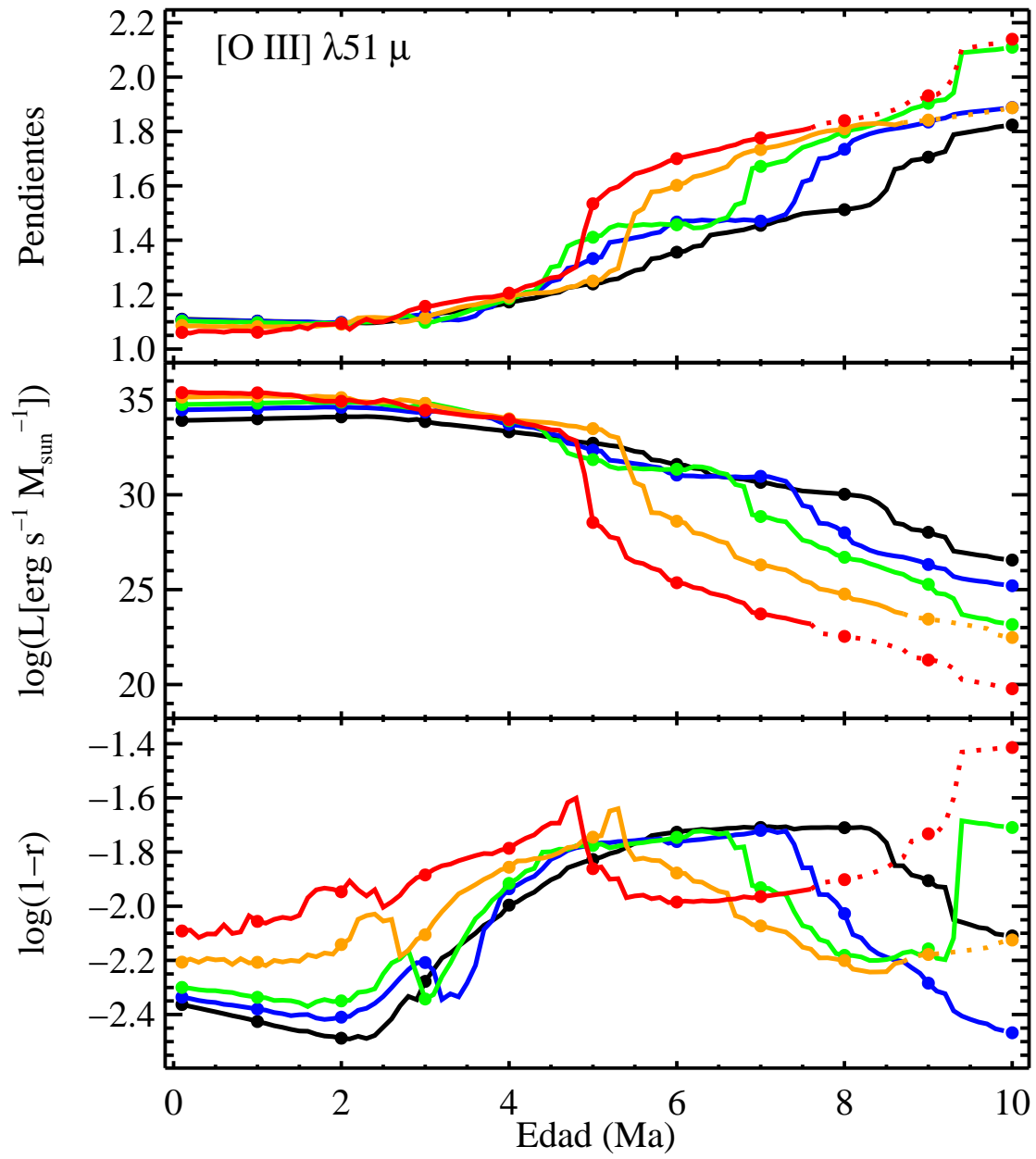

 FIGURA A.30: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne II}] \lambda 12 \mu$.

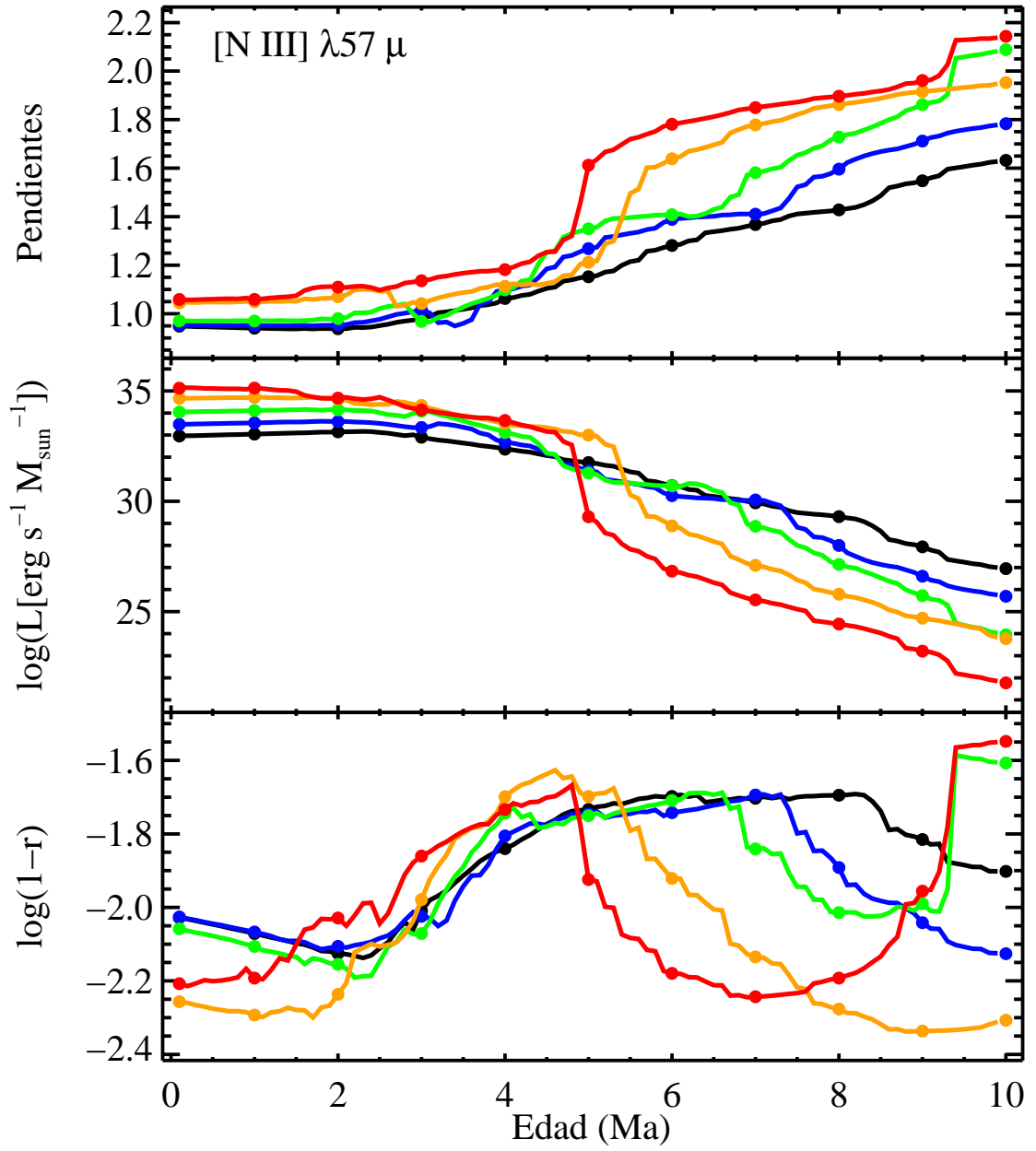

 FIGURA A.31: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 15 \mu$.

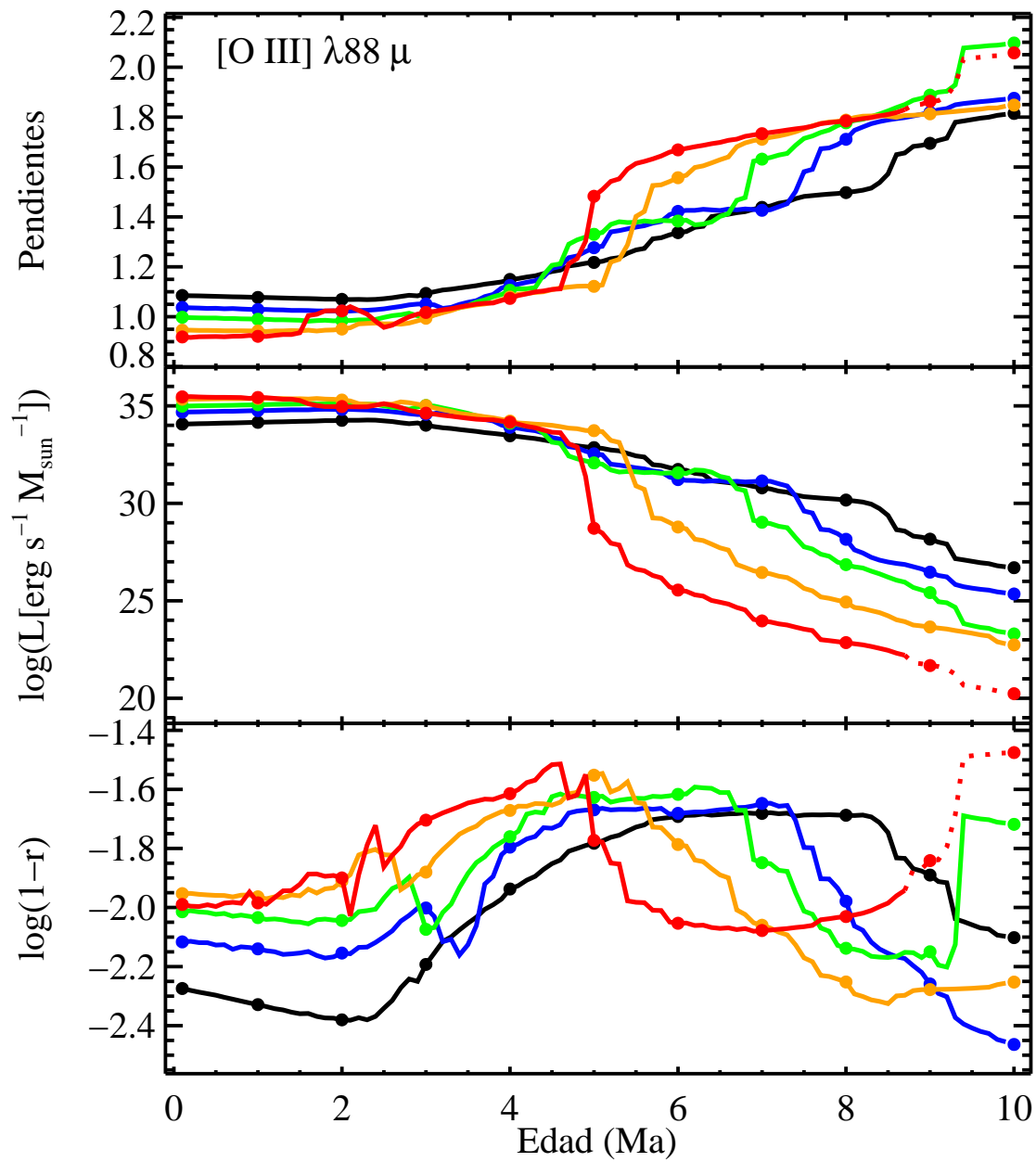

 FIGURA A.32: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S III}] \lambda 18 \mu$.

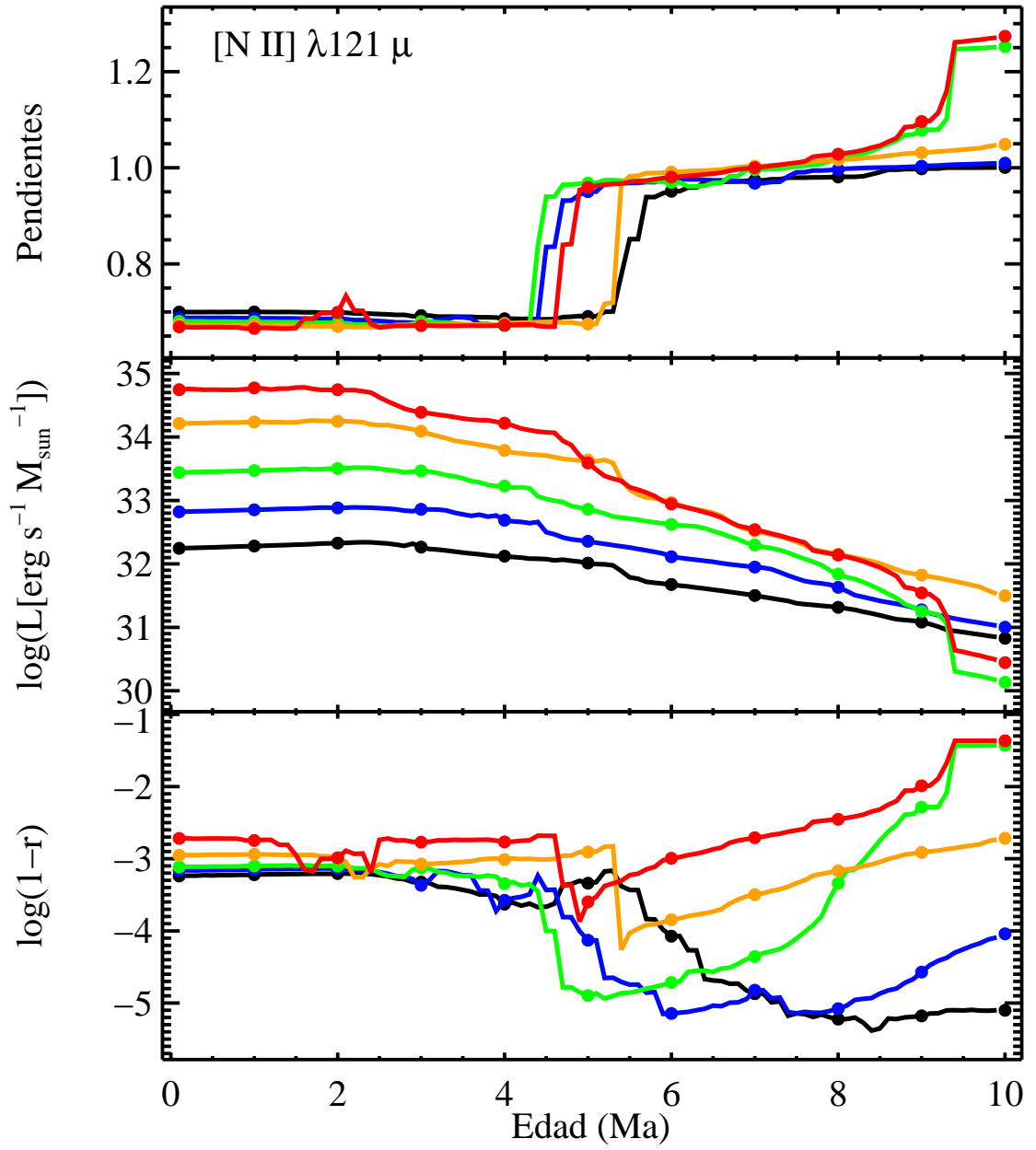

 FIGURA A.33: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S III}] \lambda 33 \mu$.


 FIGURA A.34: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 36 \mu$.


 FIGURA A.35: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 51 \mu$.


 FIGURA A.36: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[N \text{ III}] \lambda 57 \mu$.


 FIGURA A.37: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 88 \mu$.

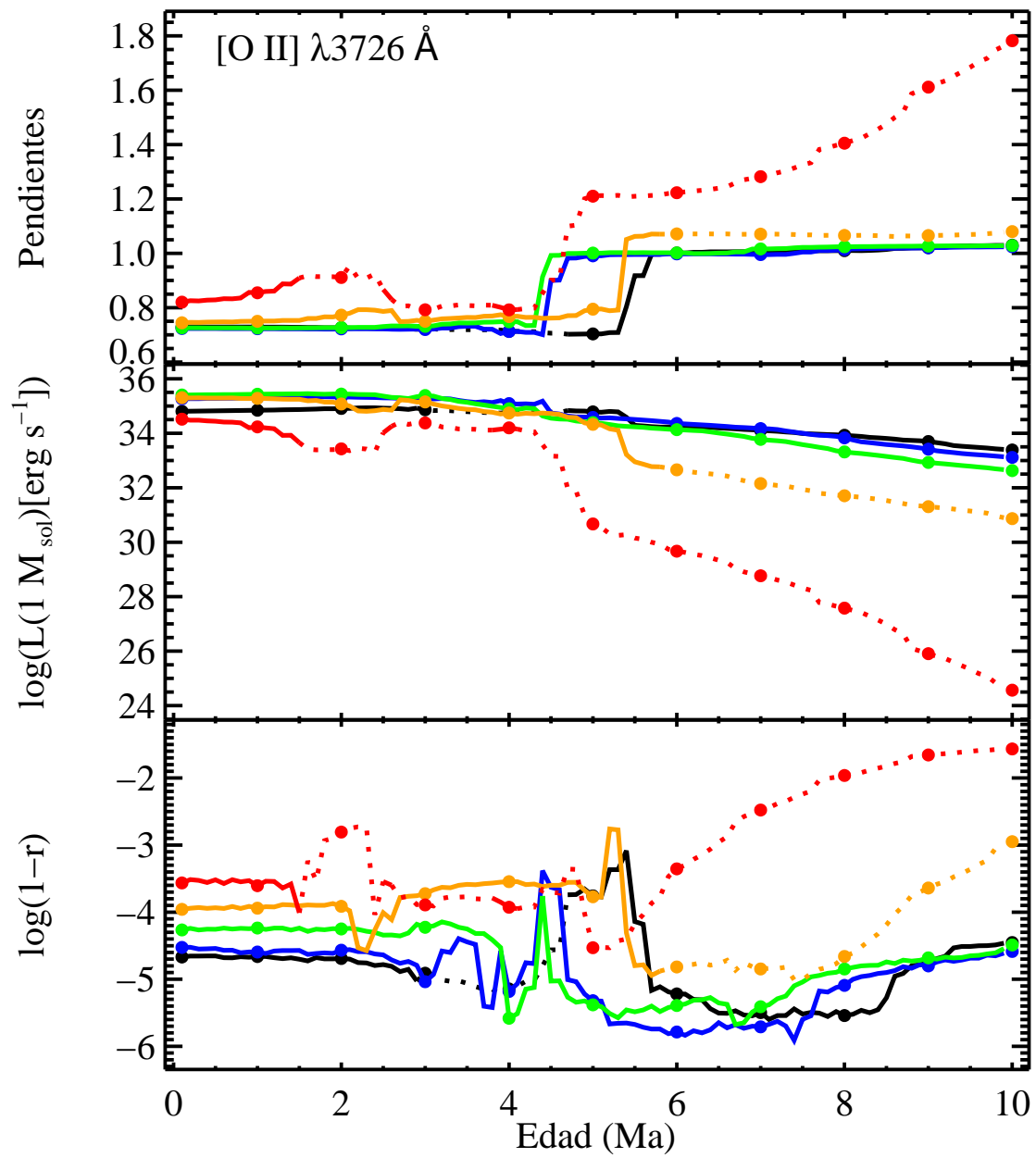

 FIGURA A.38: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{N II}] \lambda 121 \mu$.

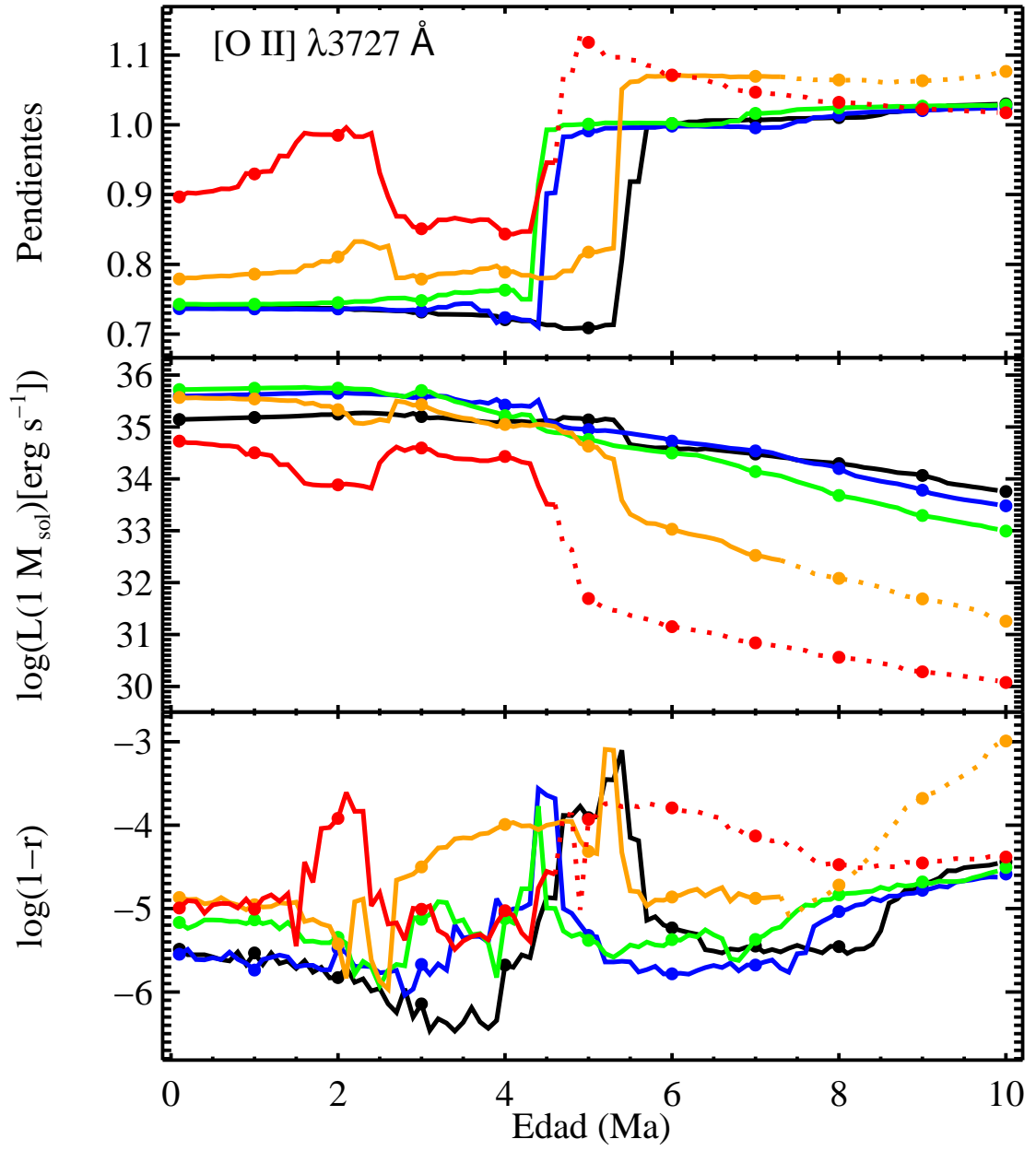
Apéndice B

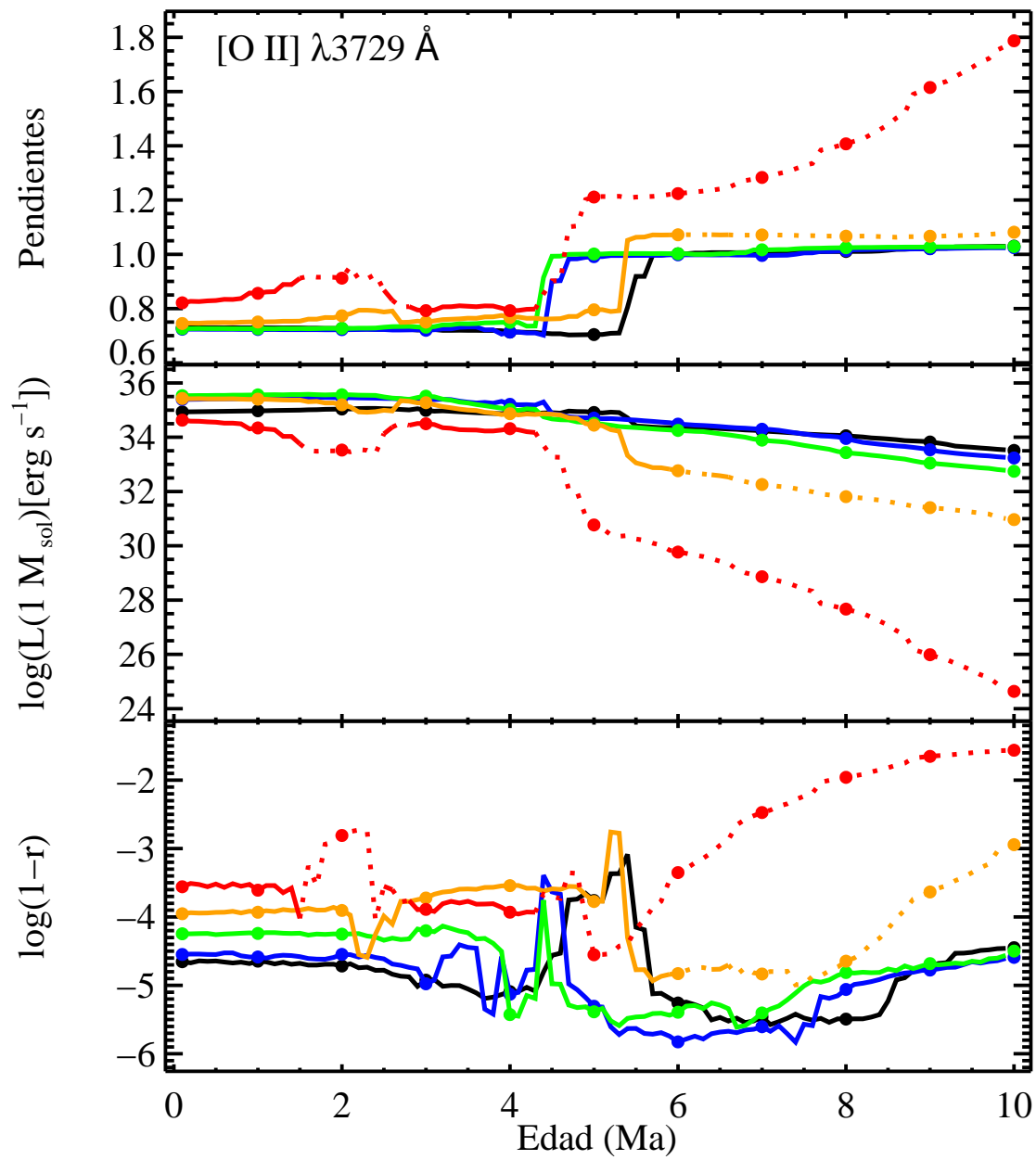
Regresiones de alta masa

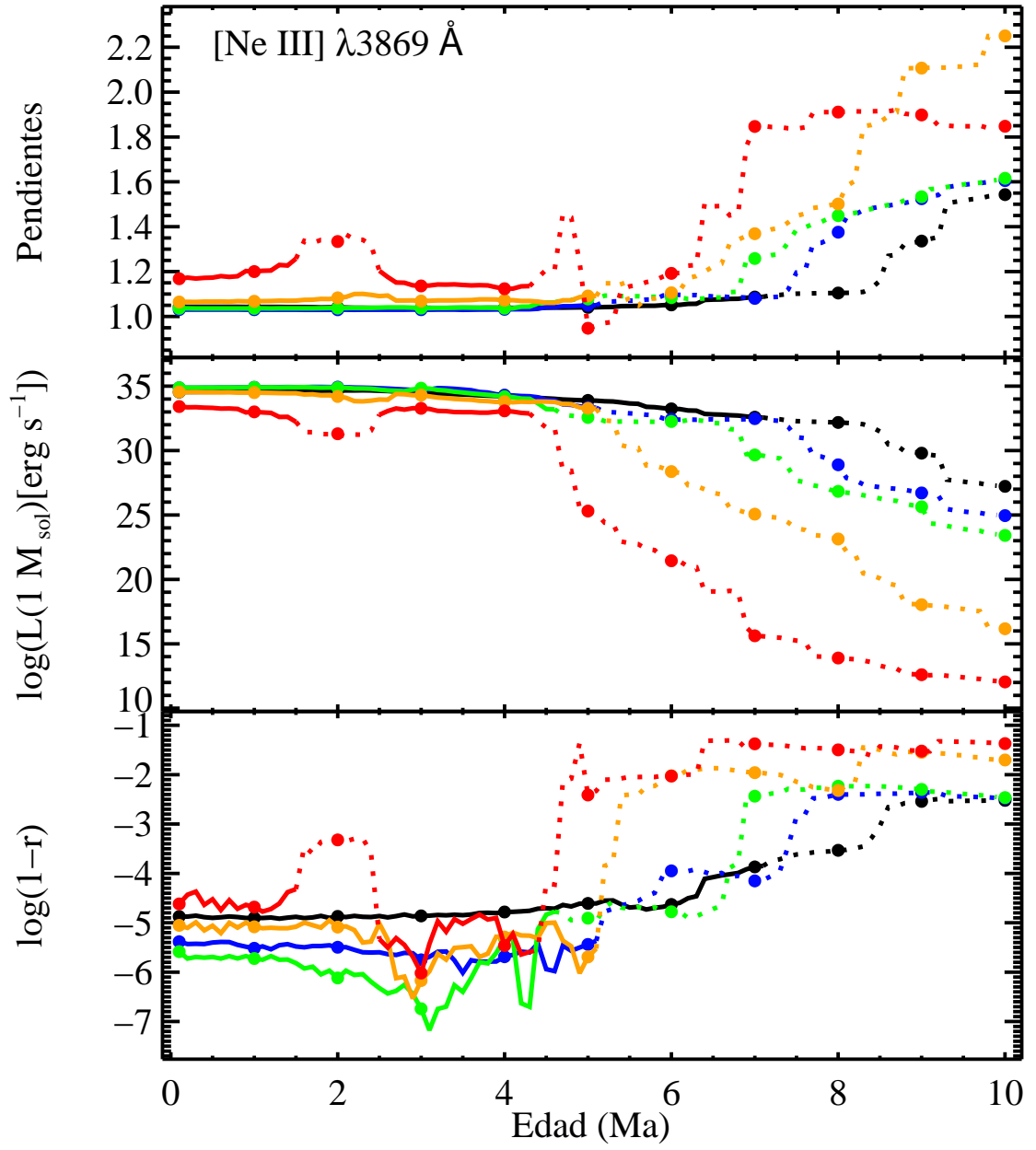
En las siguientes figuras se muestran los resultados de las regresiones de alta masa para cada línea de emisión estudiada y para todas las metalicidades. En las gráficas se muestran mediante curvas de colores los valores para las distintas metalicidades de la pendiente (arriba), del logaritmo de la luminosidad para $1 M_{\odot}$ (centro) y del $\log(1-r)$, donde r es el coeficiente de correlación (abajo) frente a la edad. Las graficas se muestran en orden creciente de longitud de onda. Los colores representan las distintas metalicidades (ver leyenda abajo). Negro: $Z=0.001$. Azul: $Z=0.004$. Verde: $Z=0.008$. Naranja: $Z=0.02$. Rojo: $Z=0.04$. Con línea discontinua se muestran los valores para los que no se cumplen el criterio de visibilidad $EW_{\text{SR}} \geq 1$.

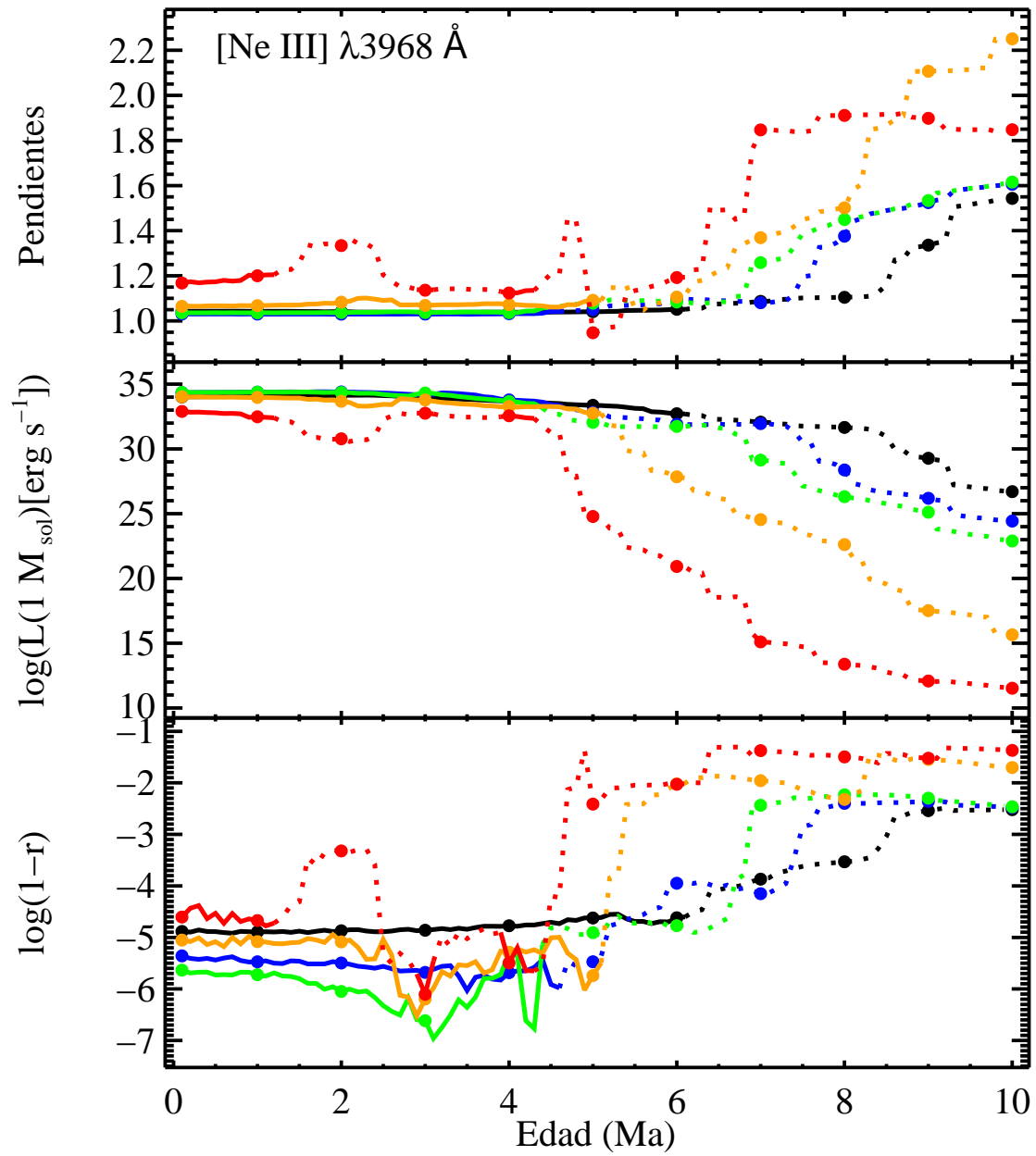
$EW_{\text{SR}} < 1$	$EW_{\text{SR}} \geq 1$	
.....	————	$Z = 0.001$
.....	————	$Z = 0.004$
.....	————	$Z = 0.008$
.....	————	$Z = 0.02$
.....	————	$Z = 0.04$

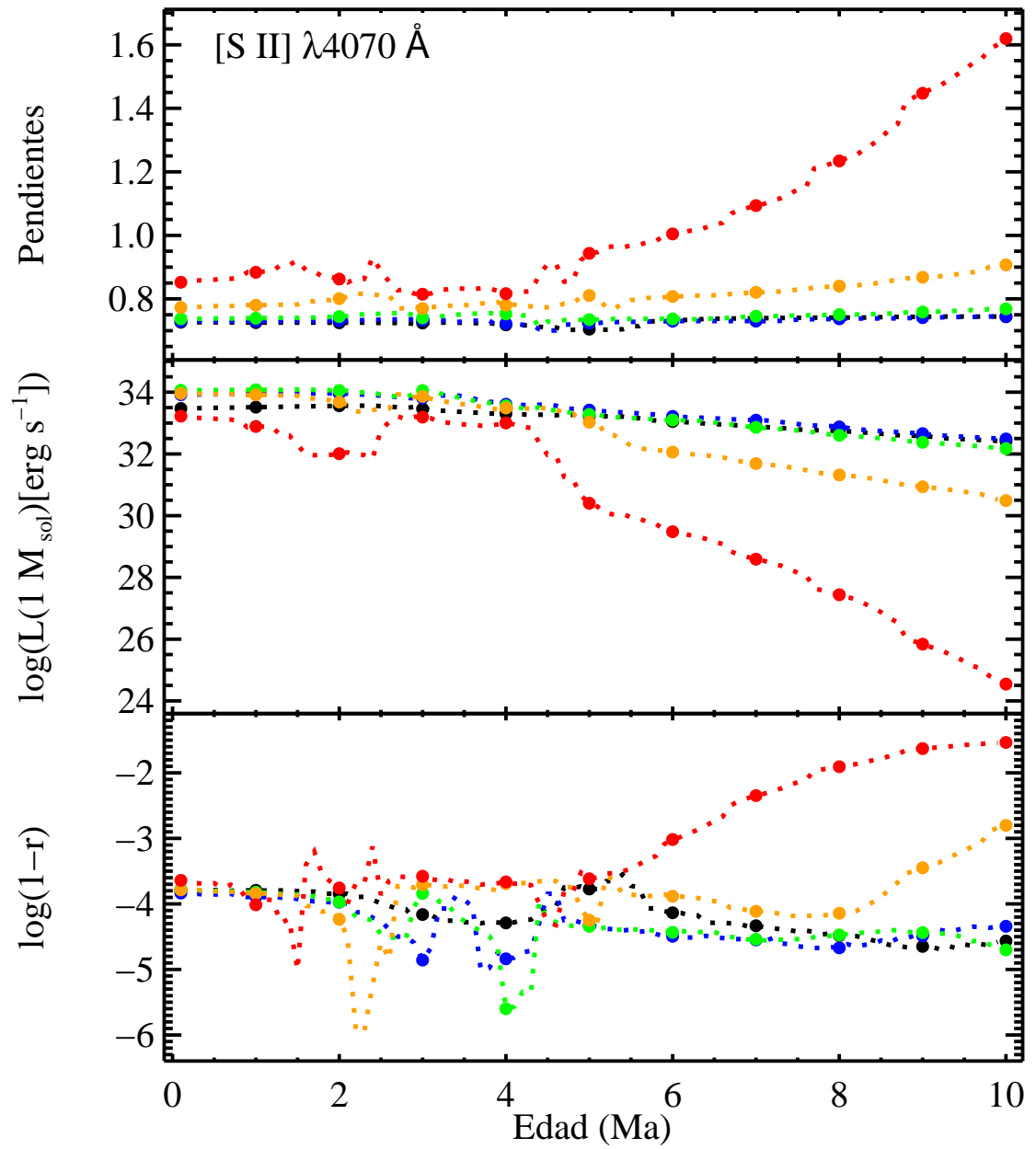

 FIGURA B.1: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 3726 \text{ \AA}$.

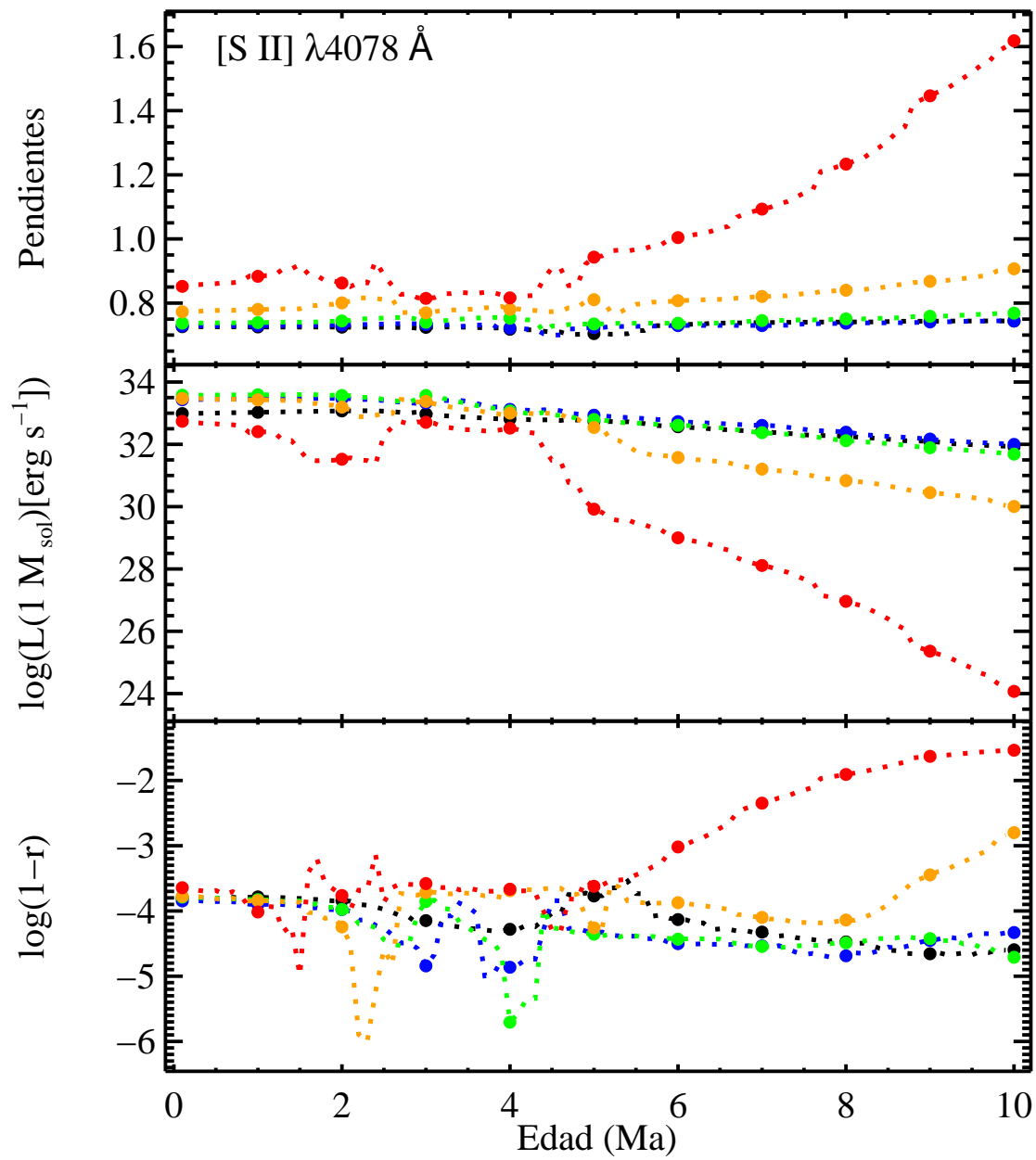

 FIGURA B.2: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$.

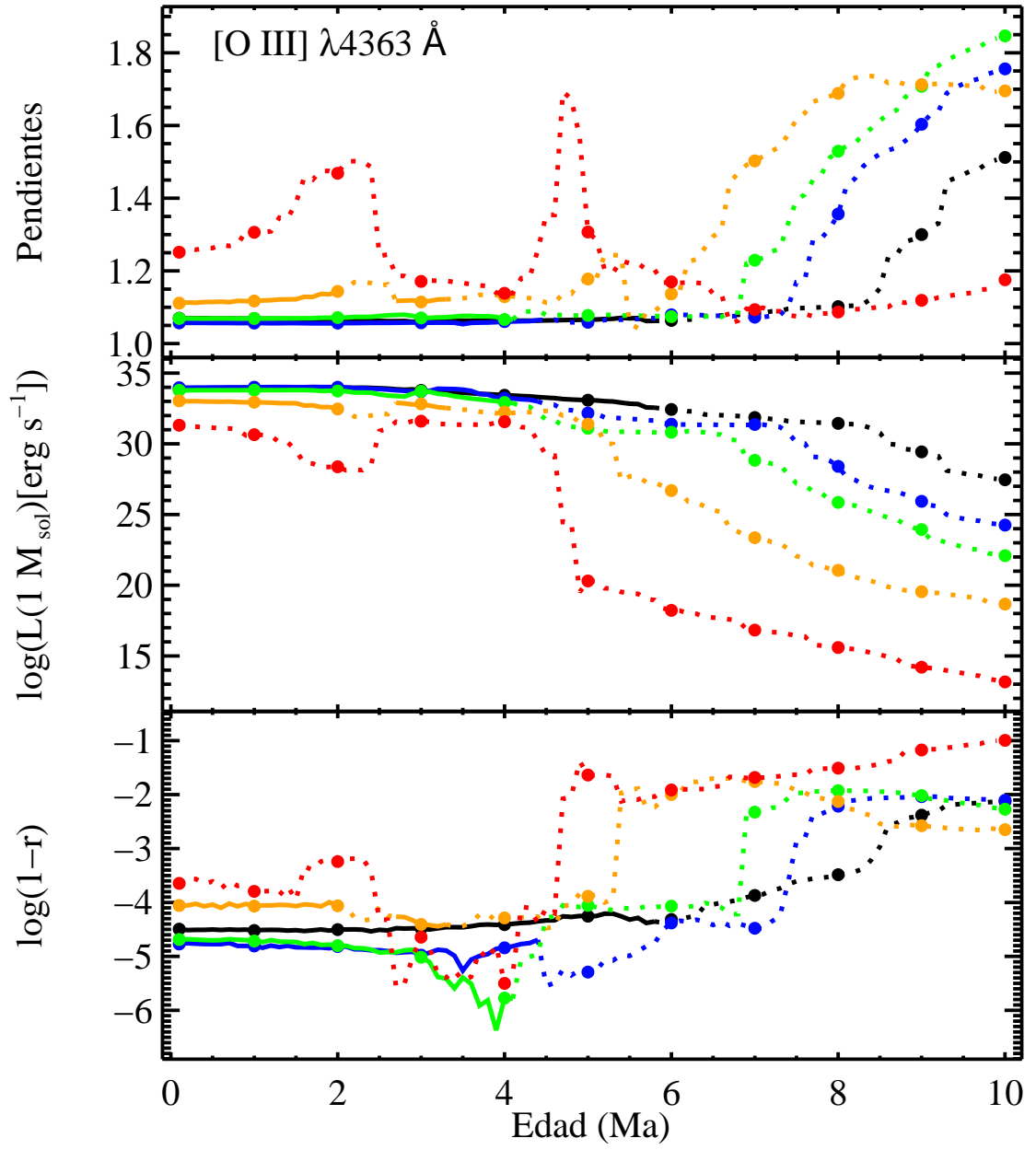

 FIGURA B.3: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 3729 \text{ \AA}$.


 FIGURA B.4: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 3869 \text{ \AA}$.


 FIGURA B.5: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 3968 \text{ \AA}$.


 FIGURA B.6: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] $\lambda 4070 \text{ \AA}$.


 FIGURA B.7: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] λ 4078 Å.


 FIGURA B.8: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 4363 \text{ \AA}$.

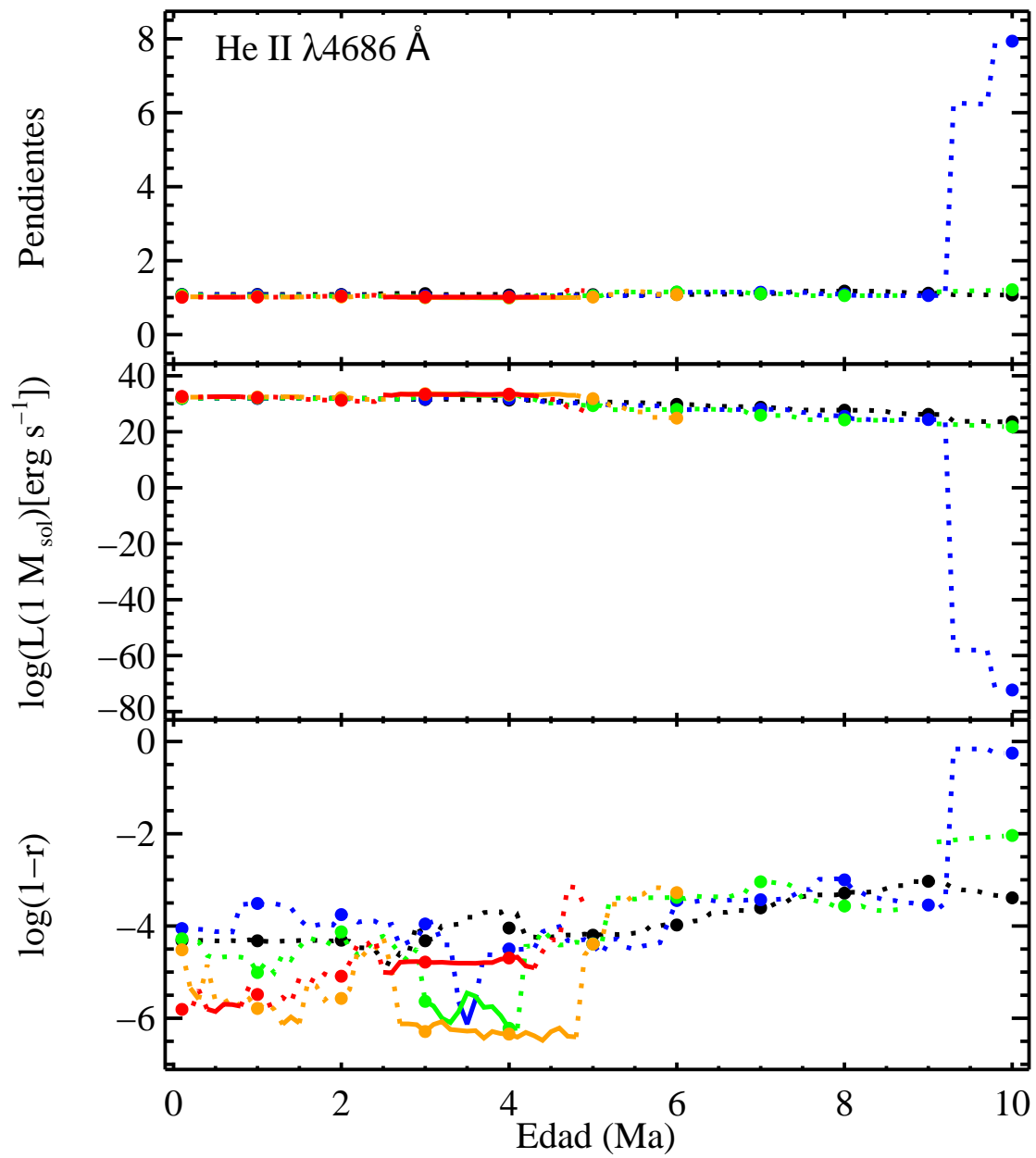
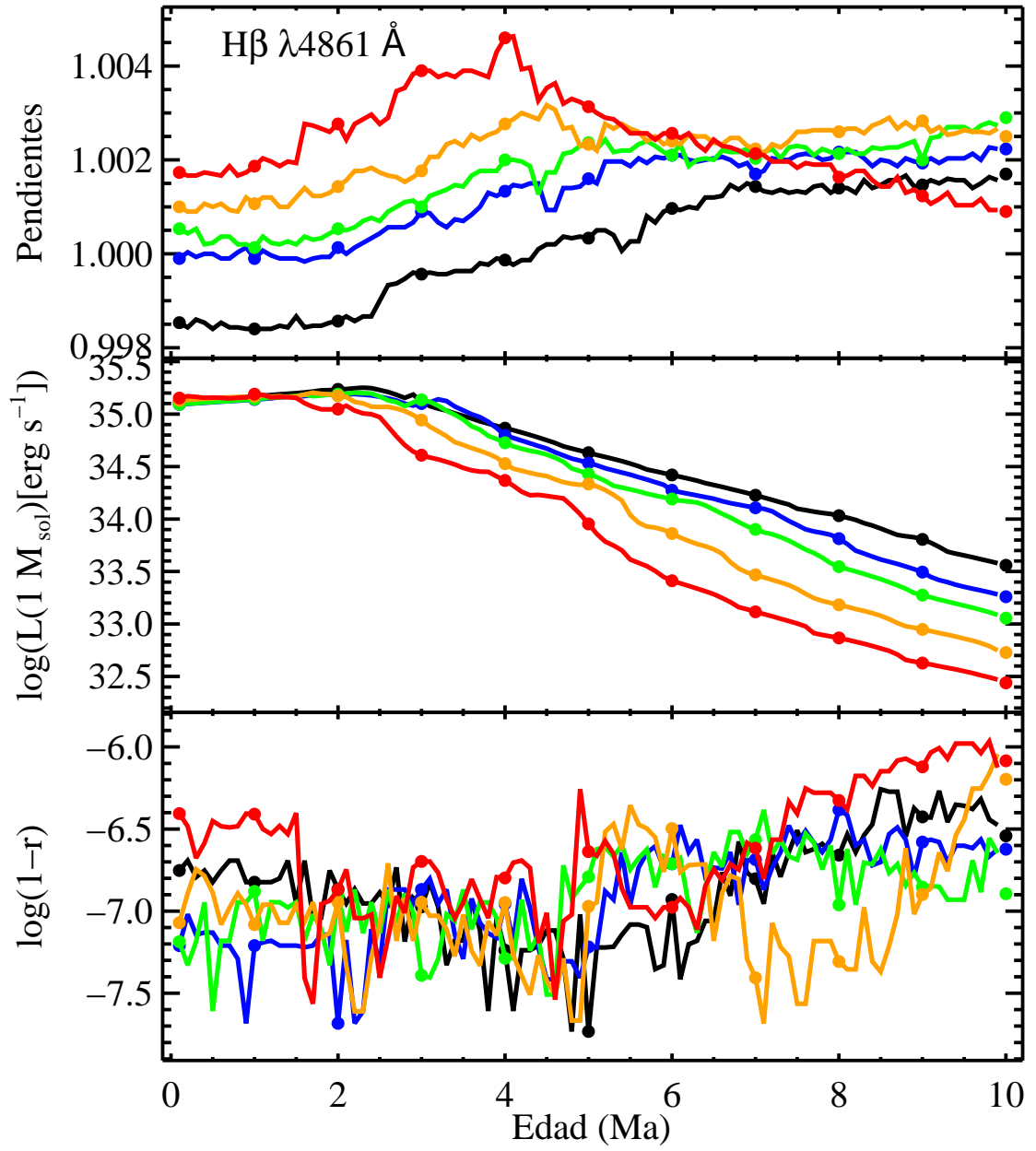
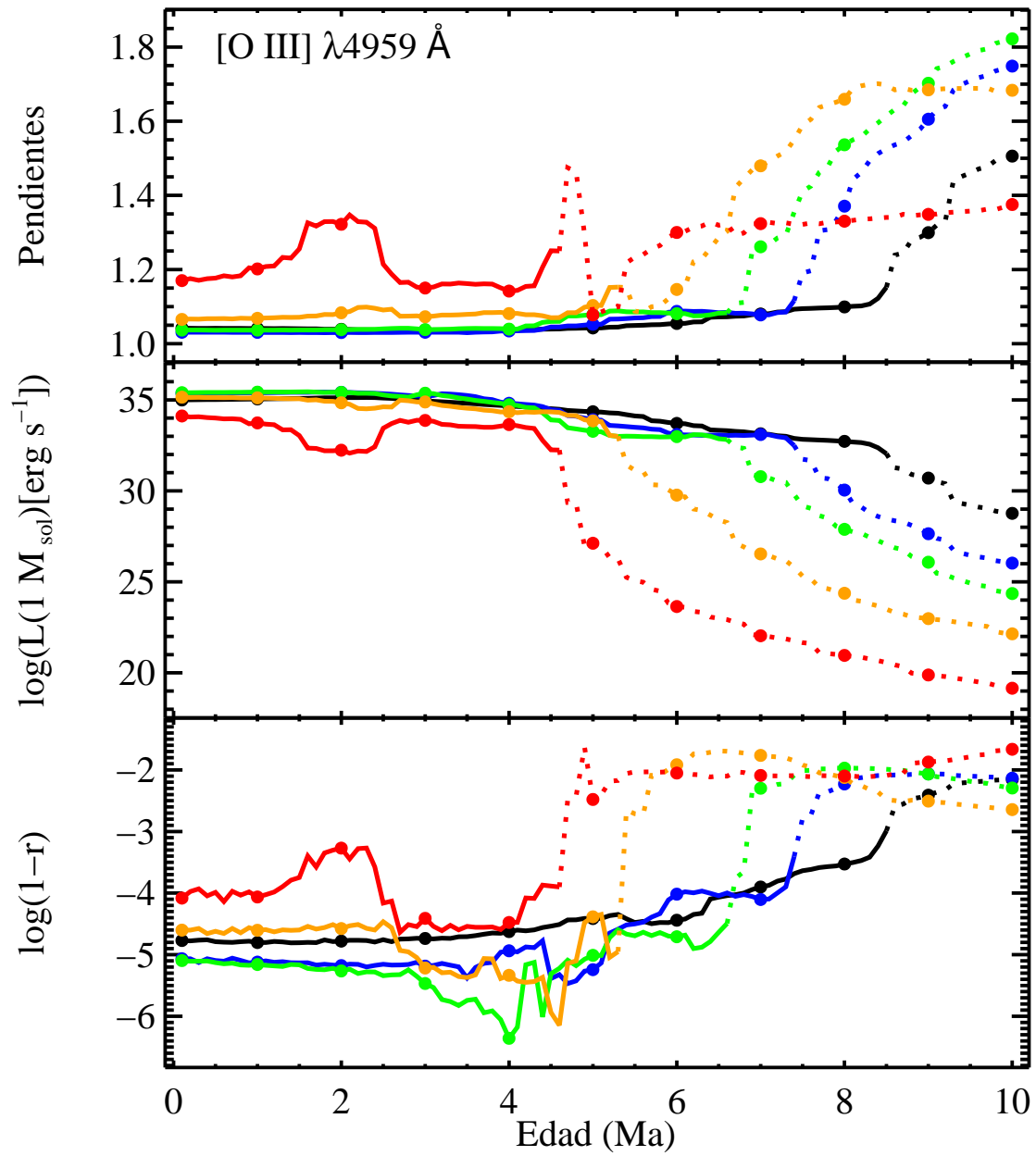
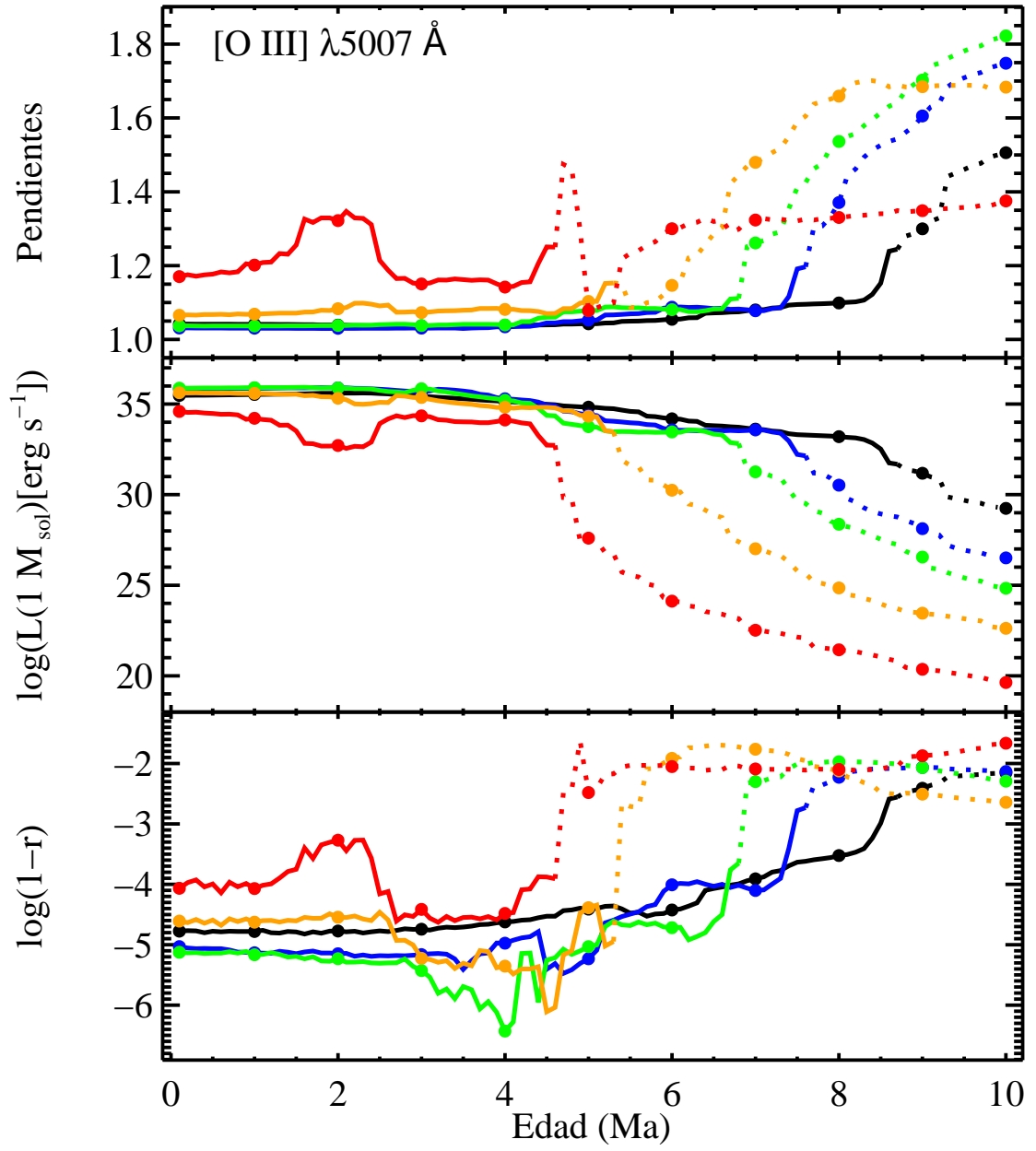
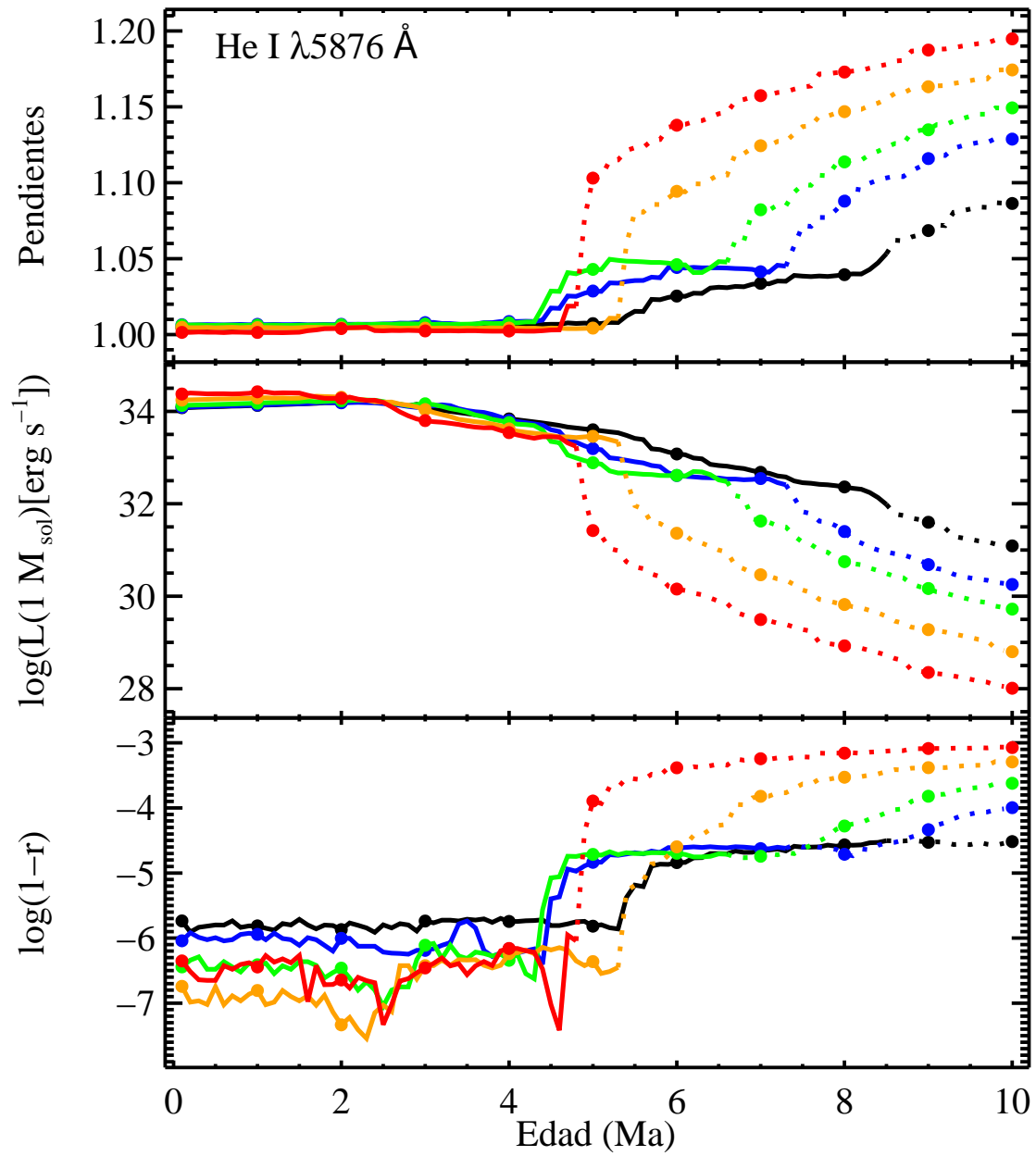


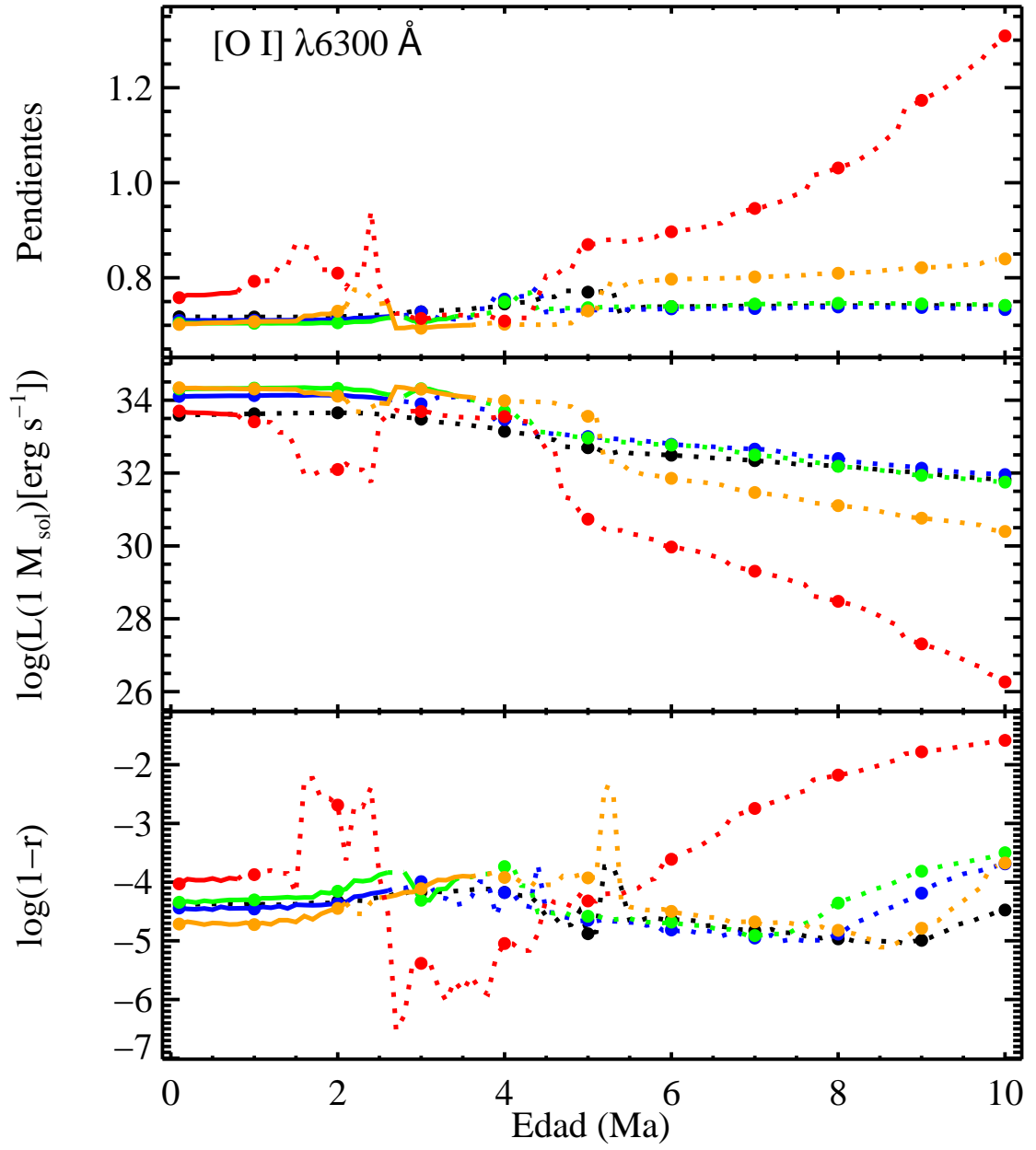
FIGURA B.9: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$.

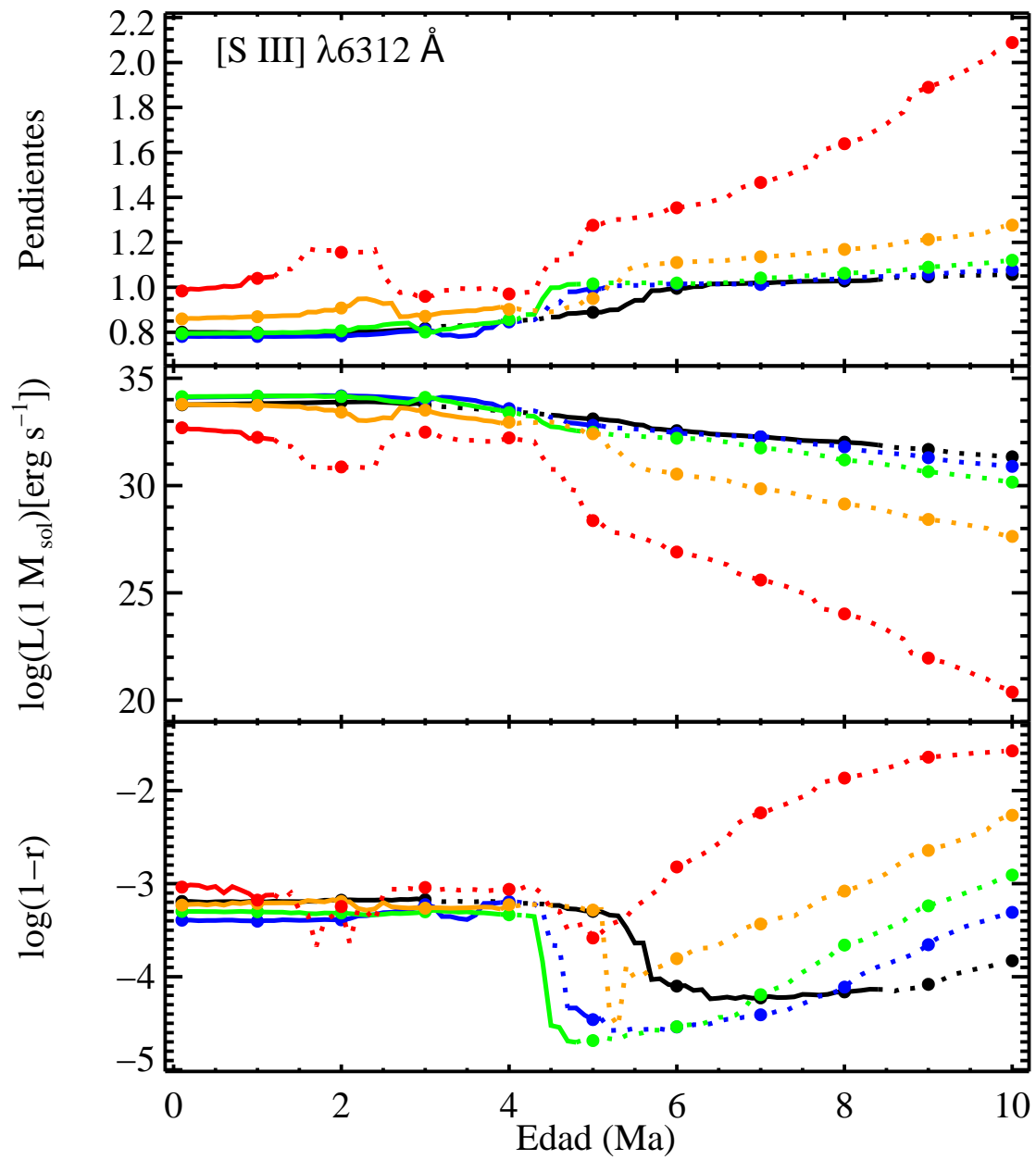

 FIGURA B.10: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para H β .

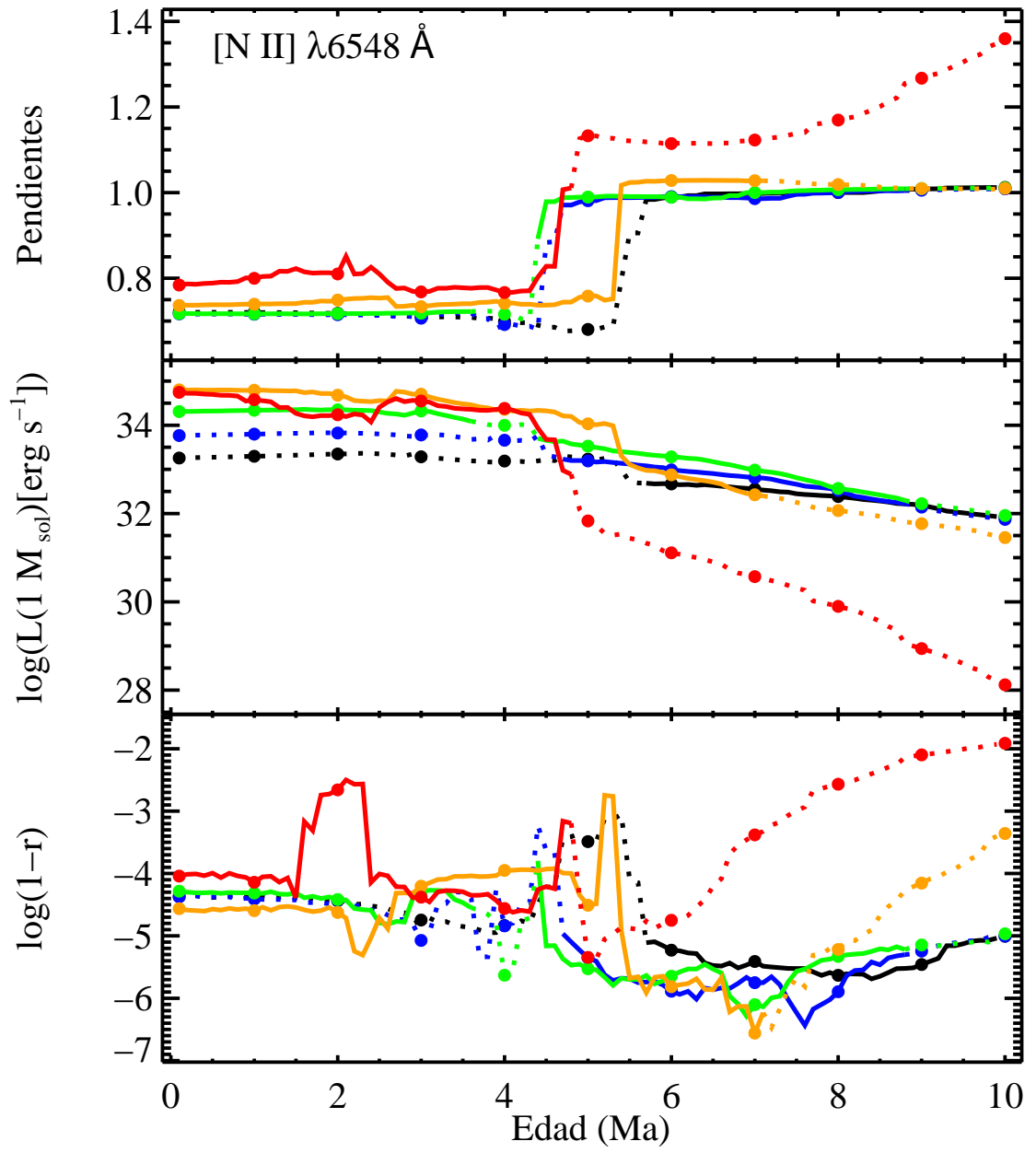

 FIGURA B.11: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 4959 \text{ \AA}$.

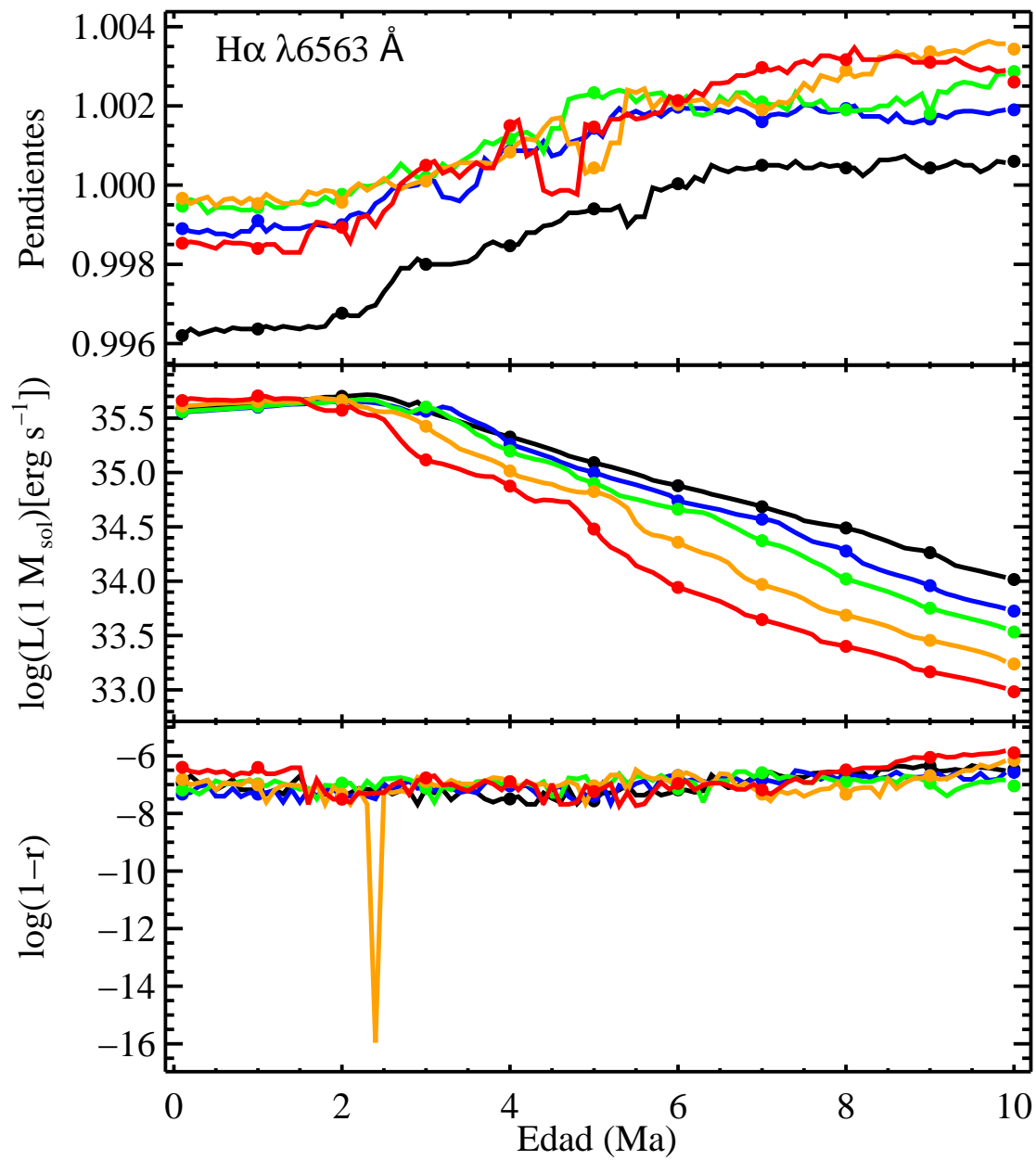

 FIGURA B.12: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$.

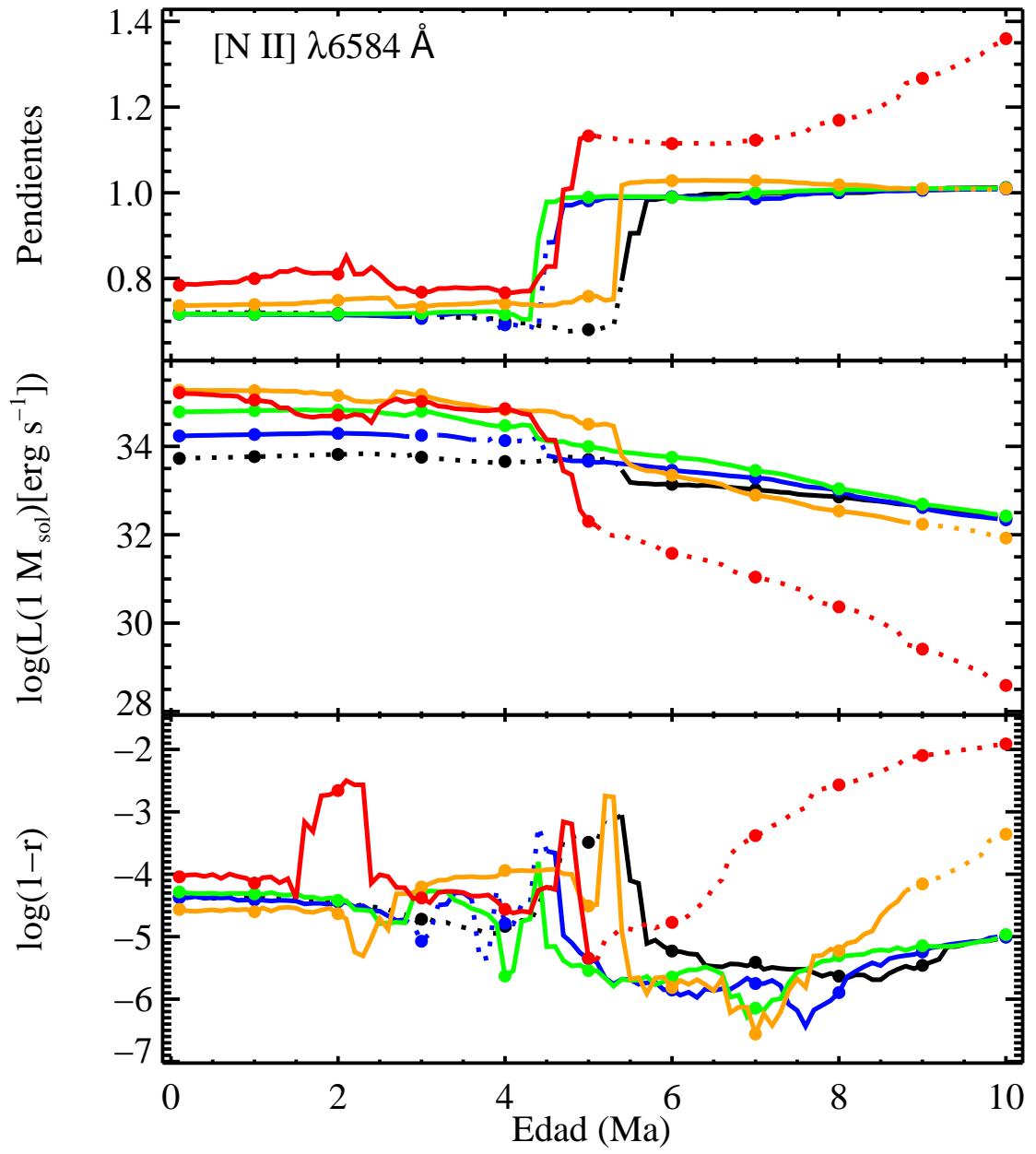

 FIGURA B.13: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para He I $\lambda 5876 \text{ \AA}$.

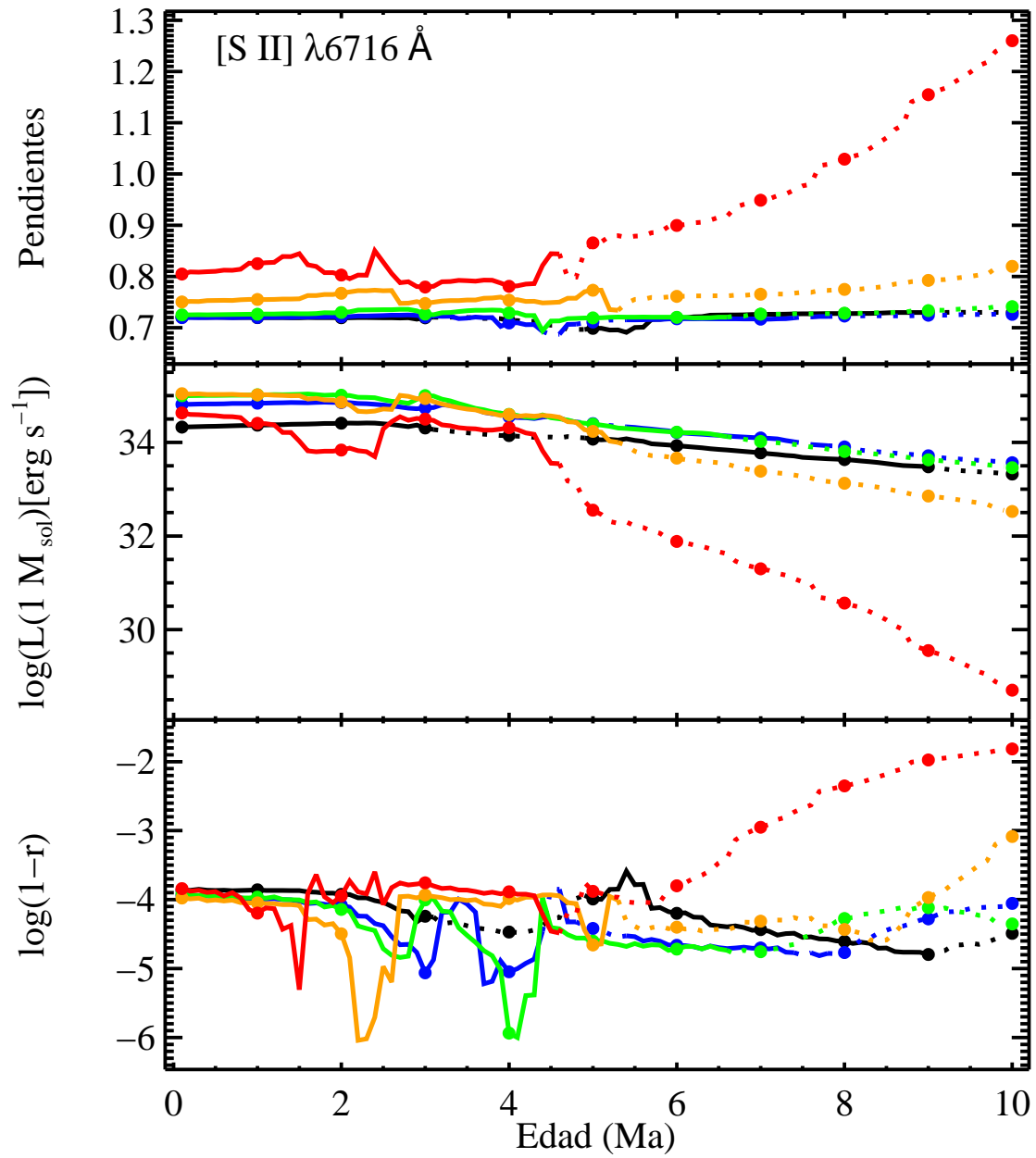

 FIGURA B.14: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O I}] \lambda 6300 \text{ \AA}$.

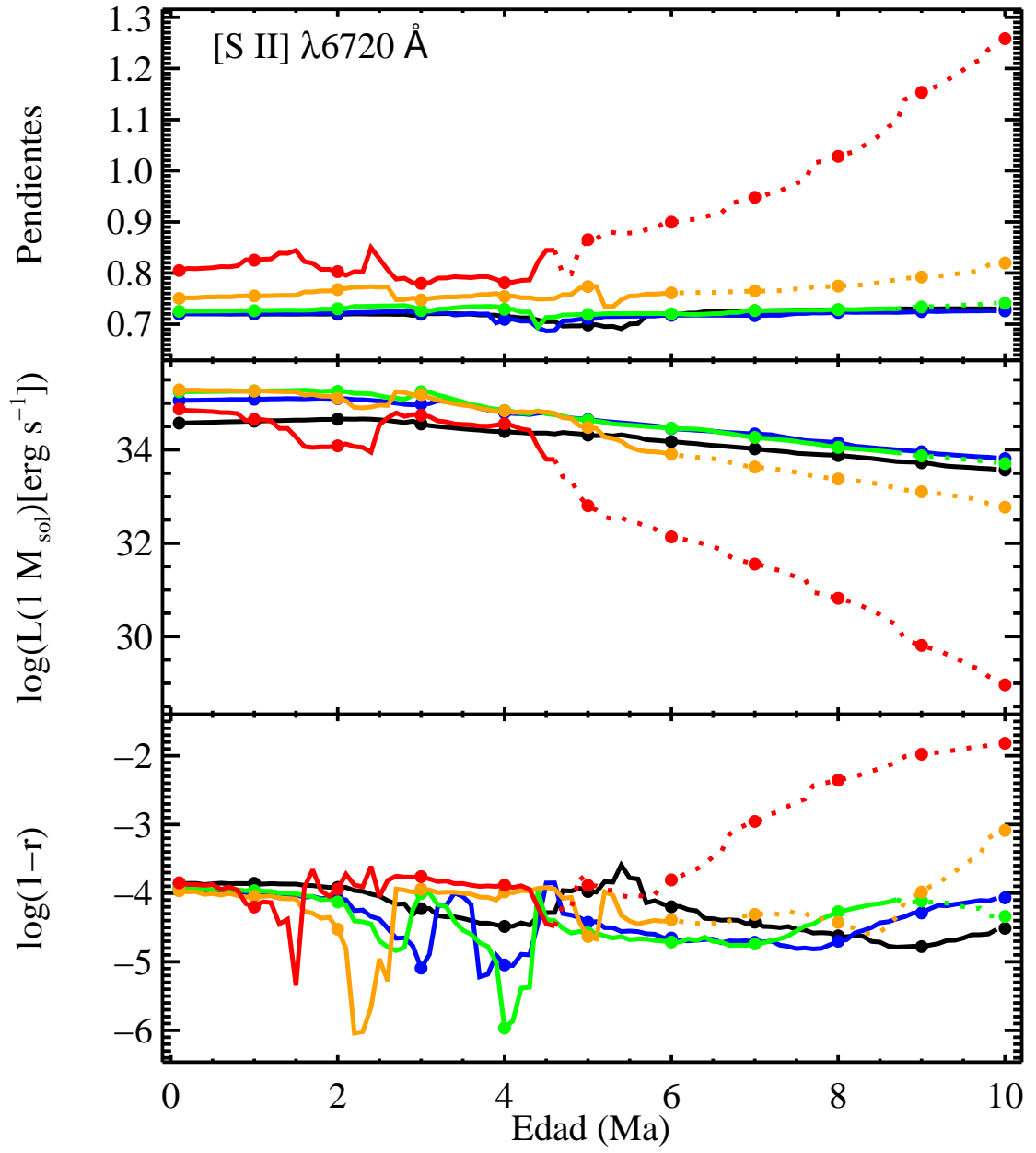

 FIGURA B.15: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S III}] \lambda 6312 \text{ \AA}$.

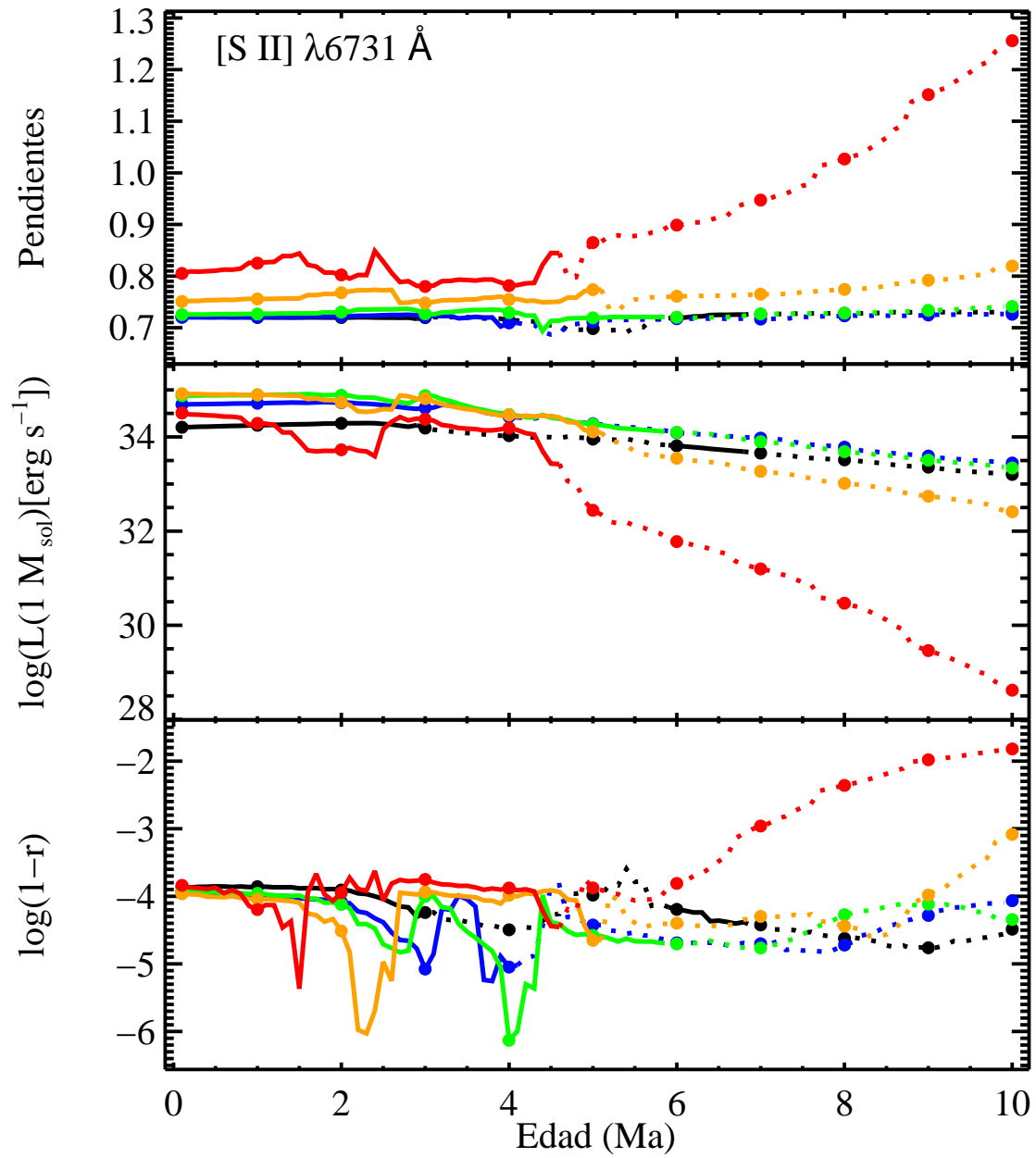

 FIGURA B.16: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{N II}] \lambda 6548 \text{ \AA}$.

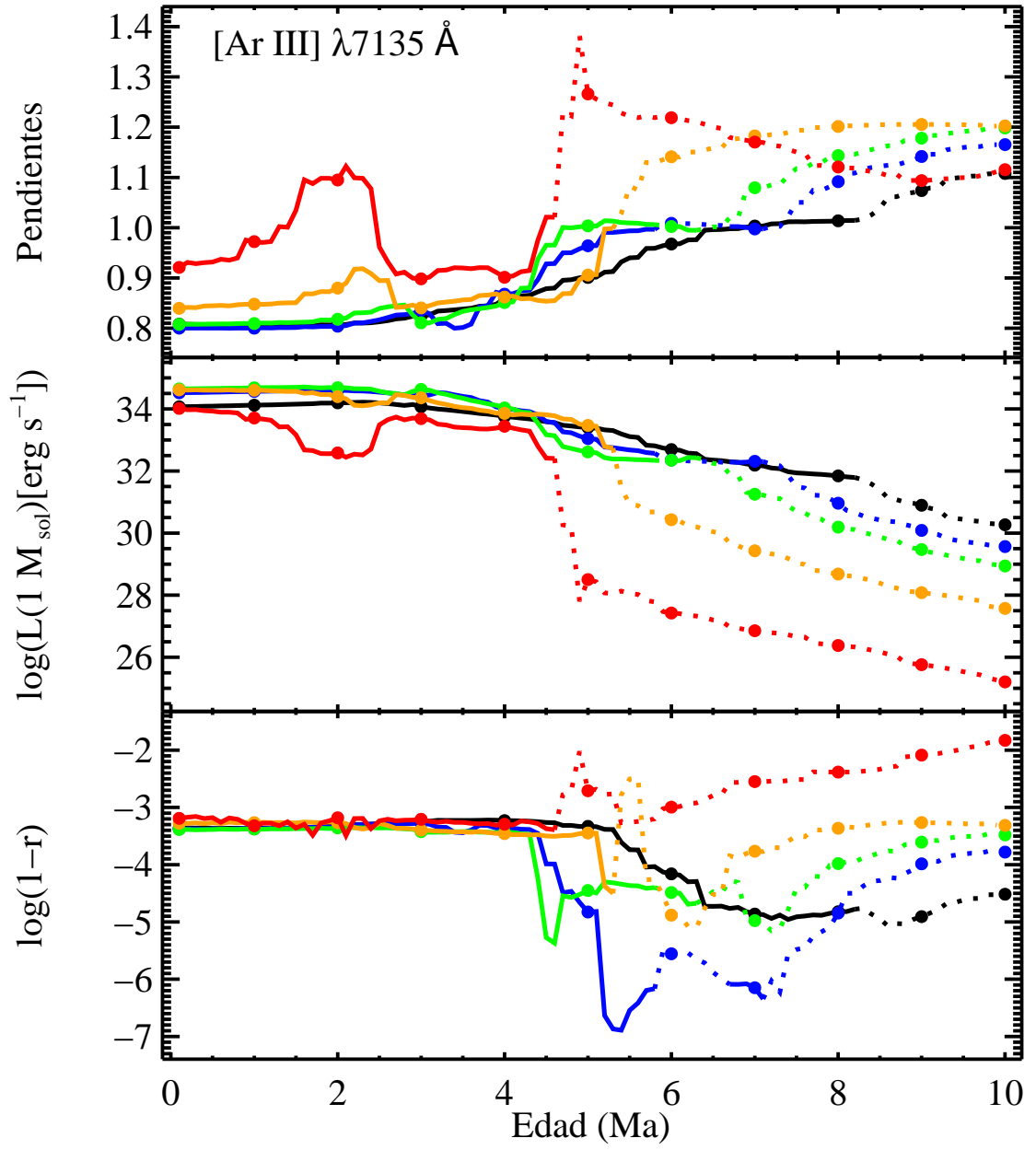

 FIGURA B.17: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para H α .

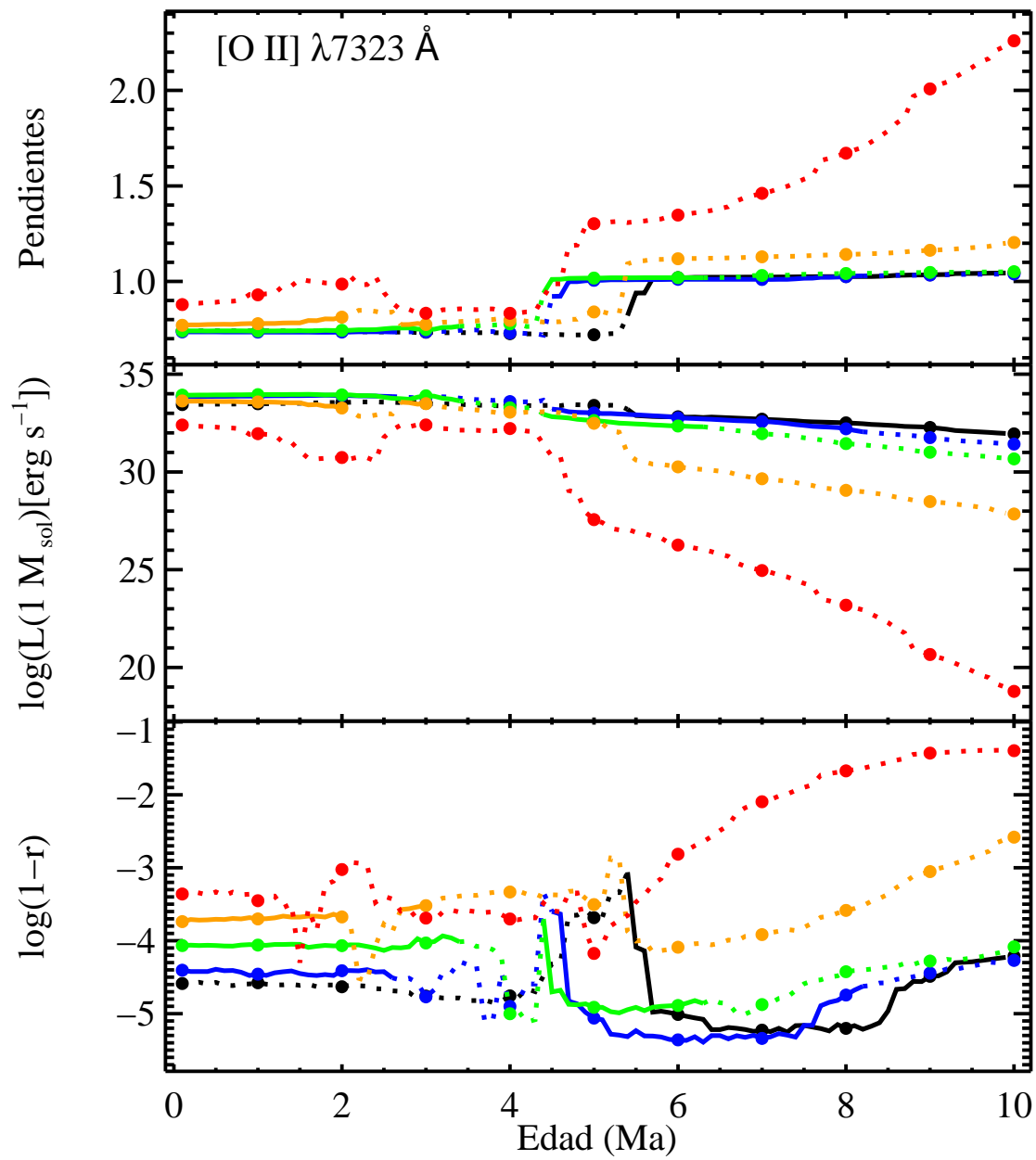

 FIGURA B.18: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{N II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$.

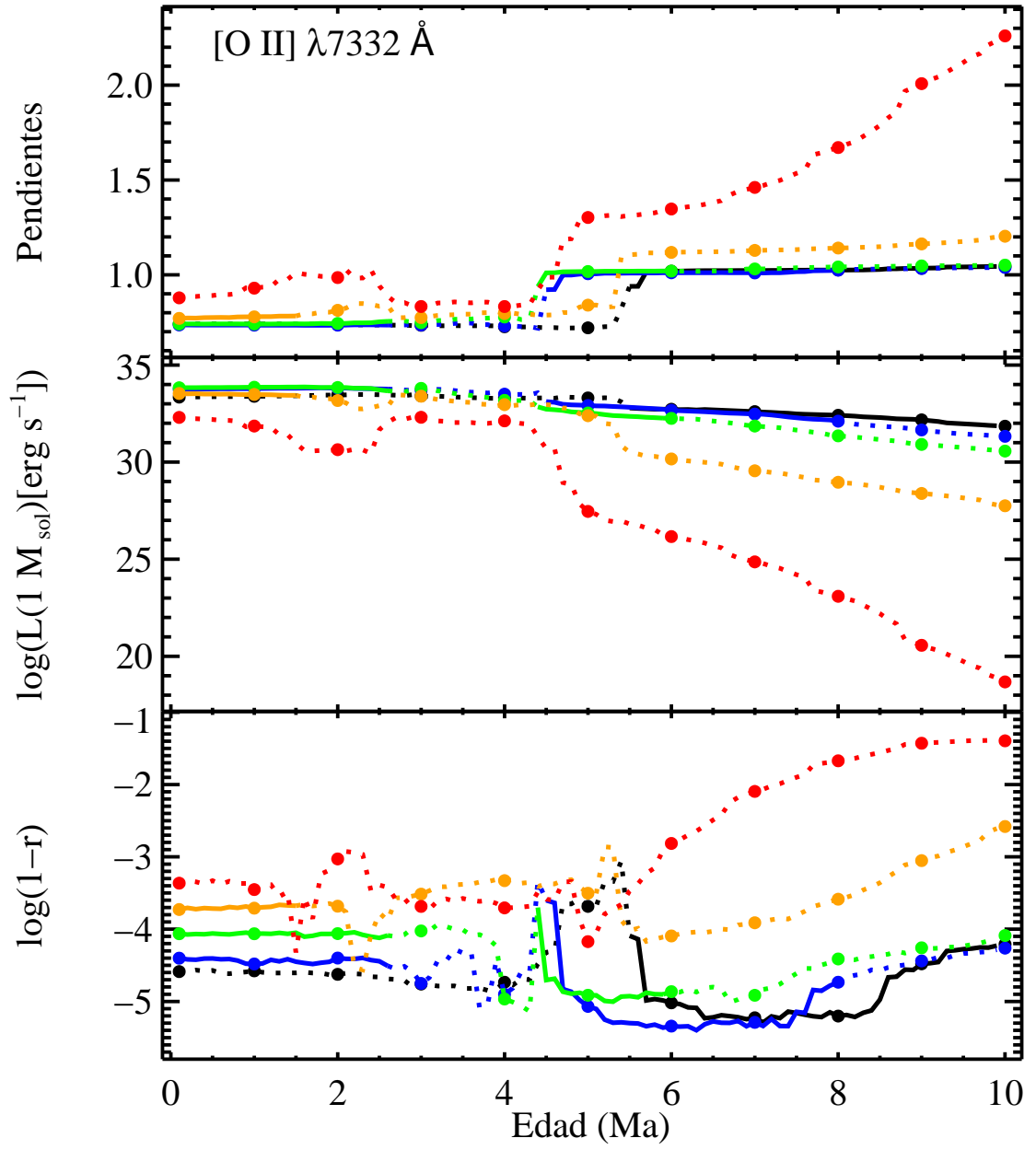

 FIGURA B.19: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S II}] \lambda 6716 \text{ \AA}$.

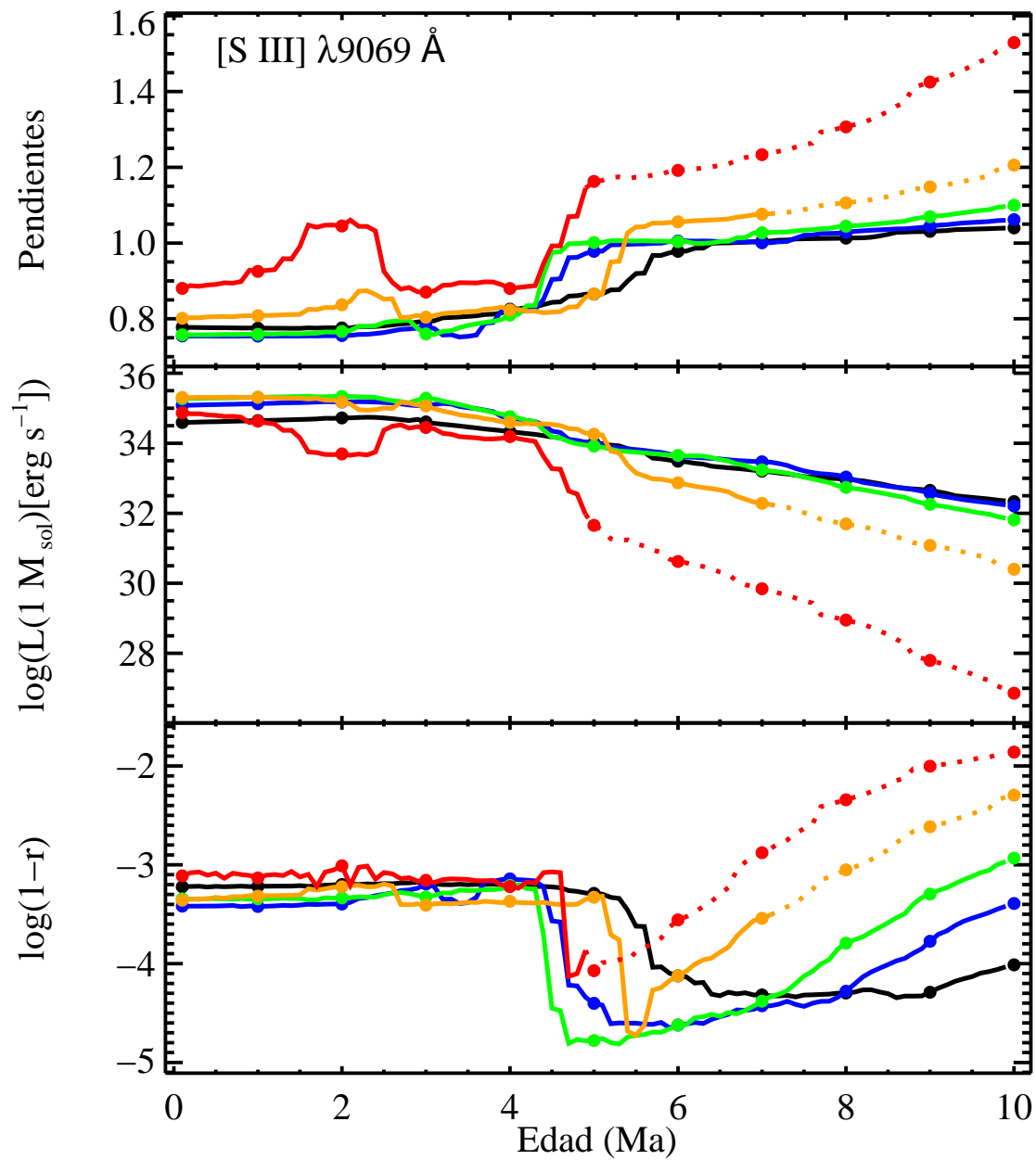

 FIGURA B.20: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S II}] \lambda 6720 \text{ \AA}$.

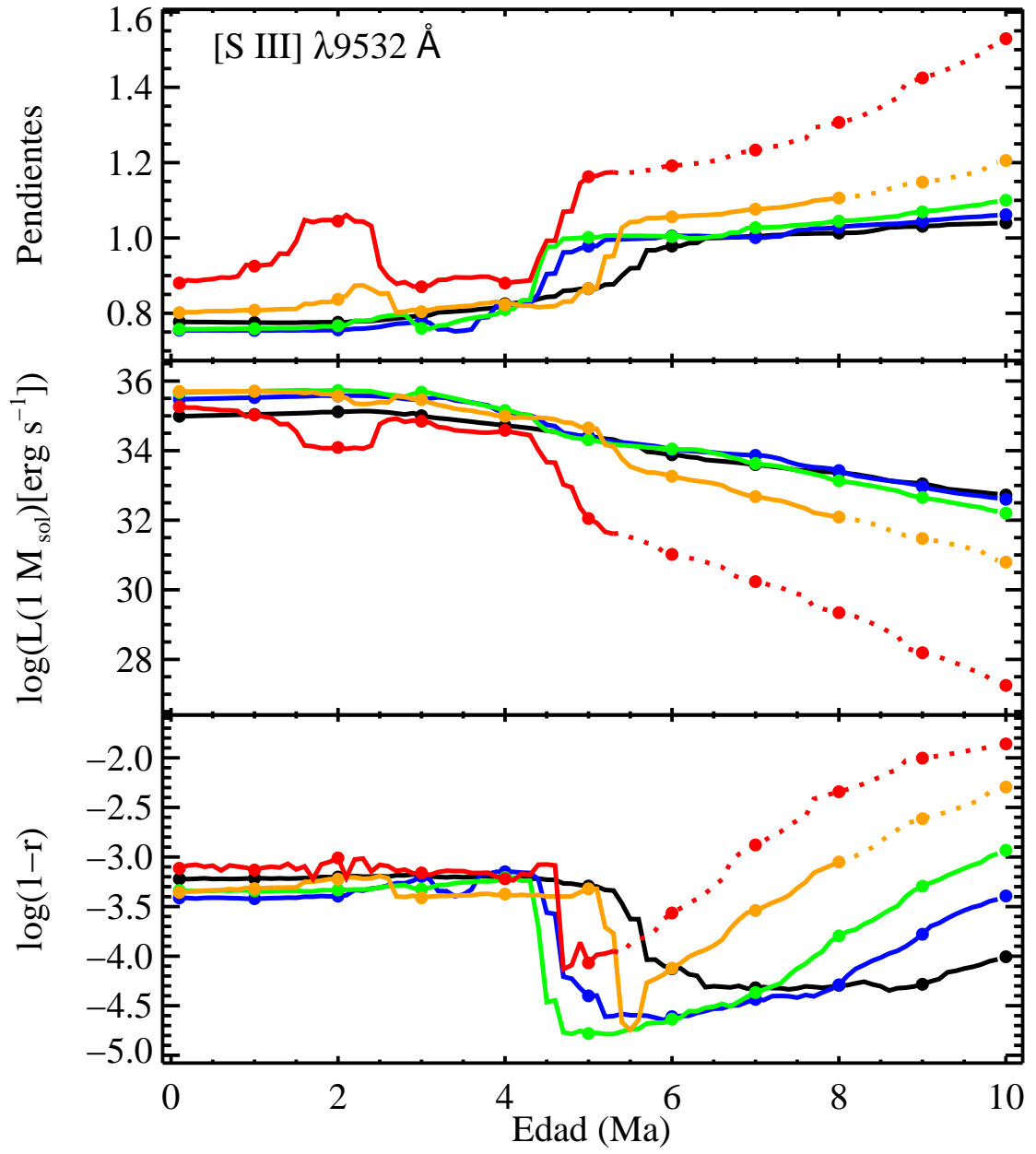

 FIGURA B.21: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S II] $\lambda 6731 \text{ \AA}$.

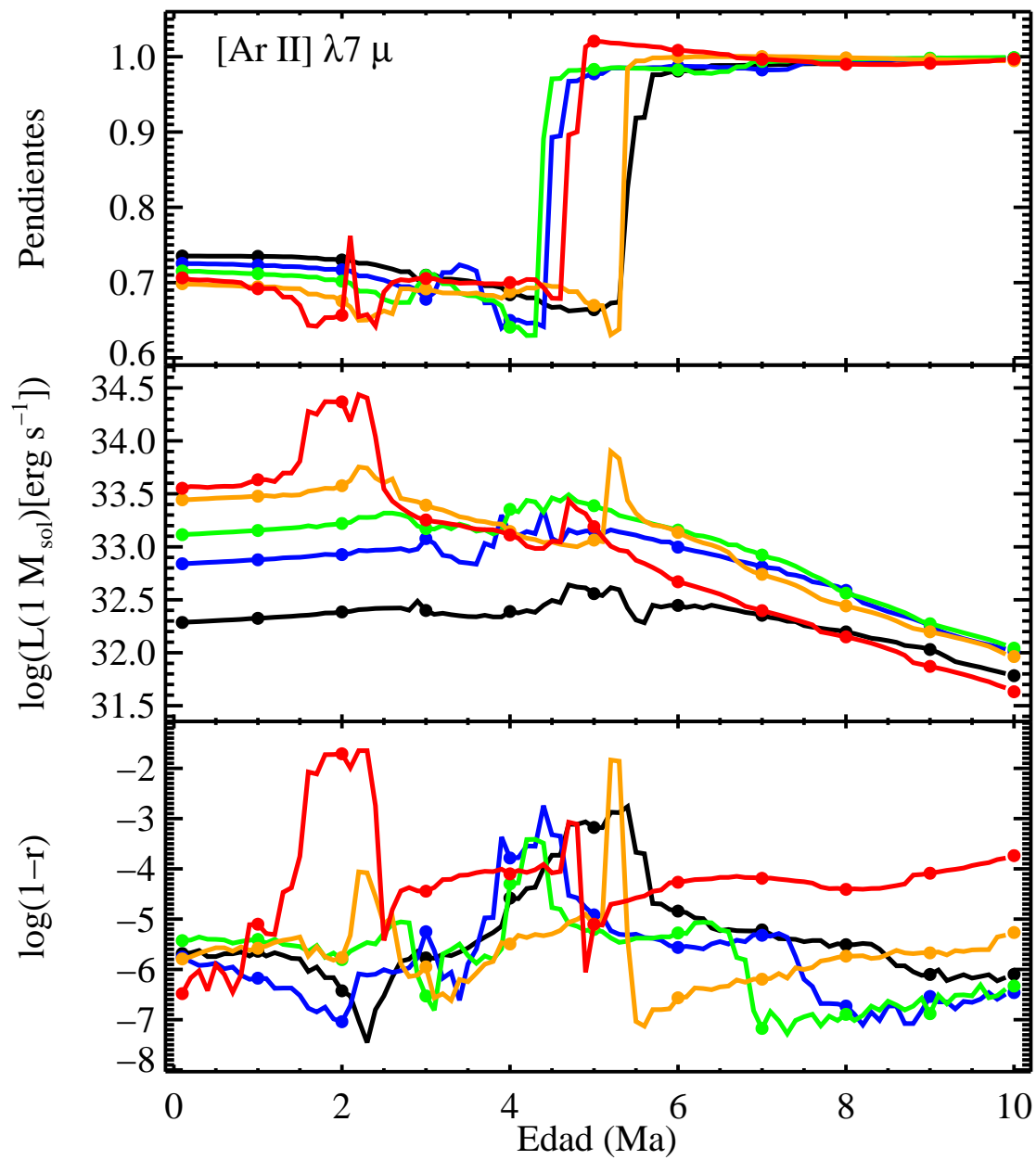

 FIGURA B.22: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ar III}] \lambda 7135 \text{ \AA}$.

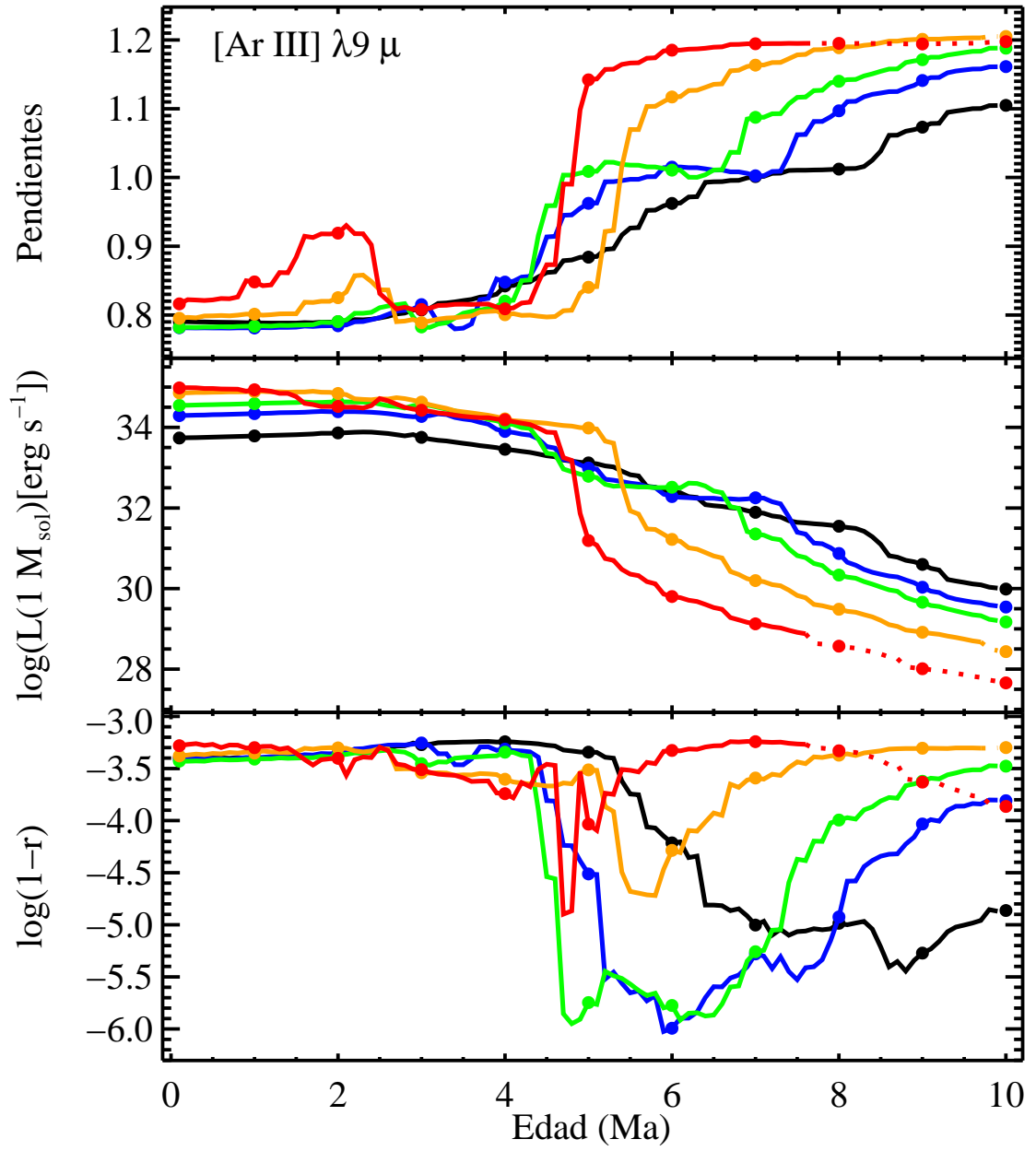

 FIGURA B.23: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 7323 \text{ \AA}$.

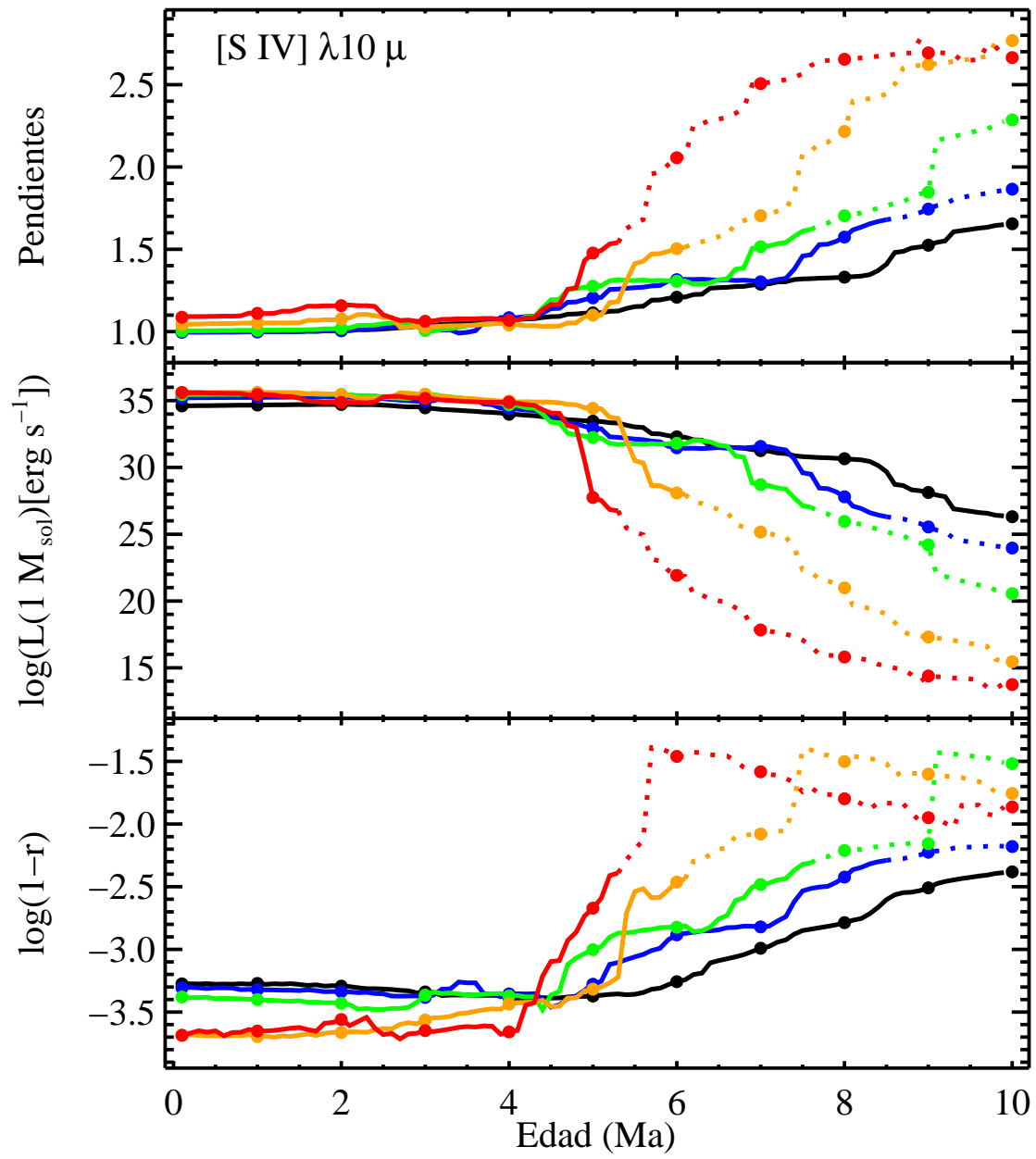

 FIGURA B.24: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O II}] \lambda 7332 \text{ \AA}$.

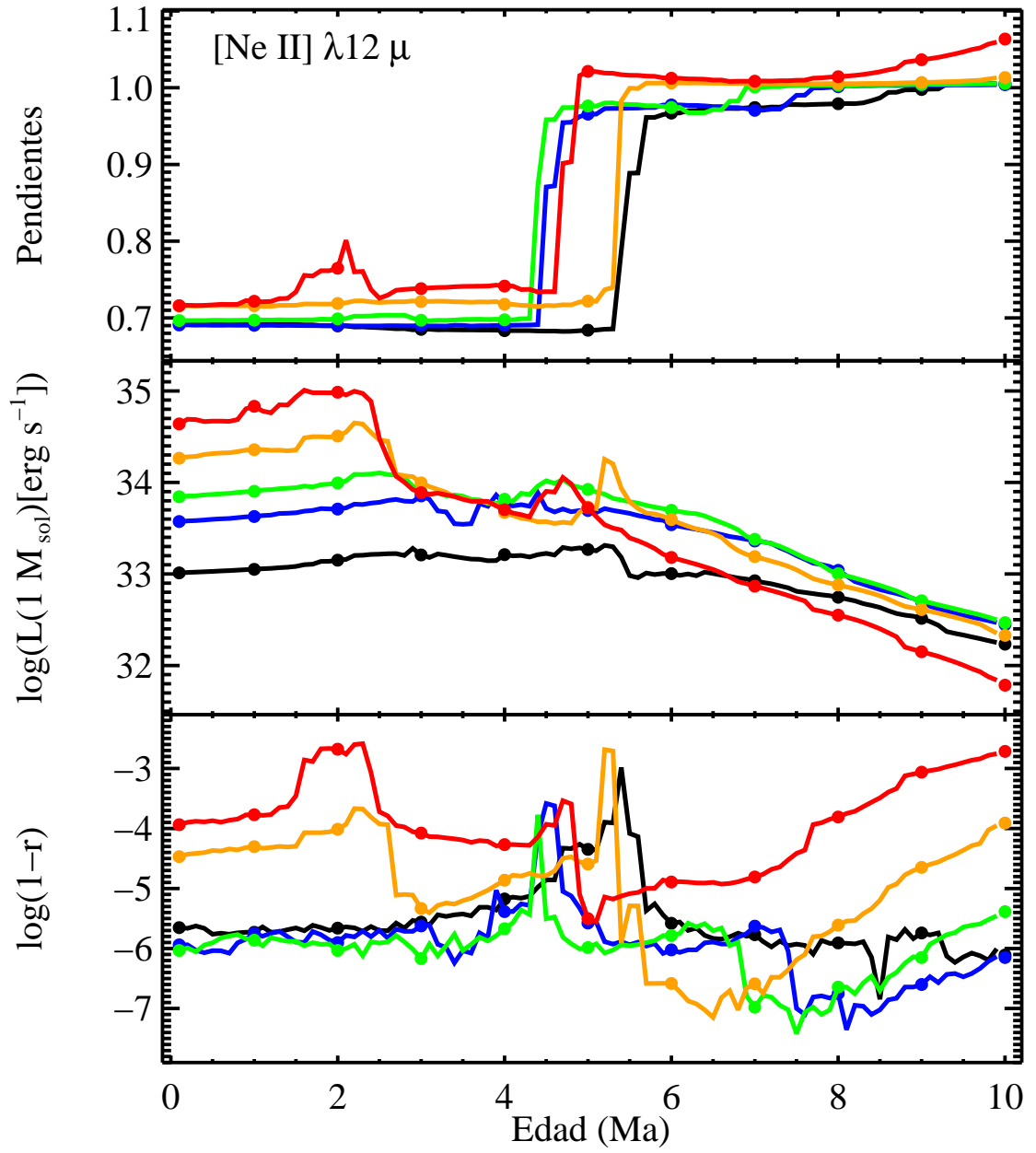

 FIGURA B.25: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S III}] \lambda 9069 \text{ \AA}$.

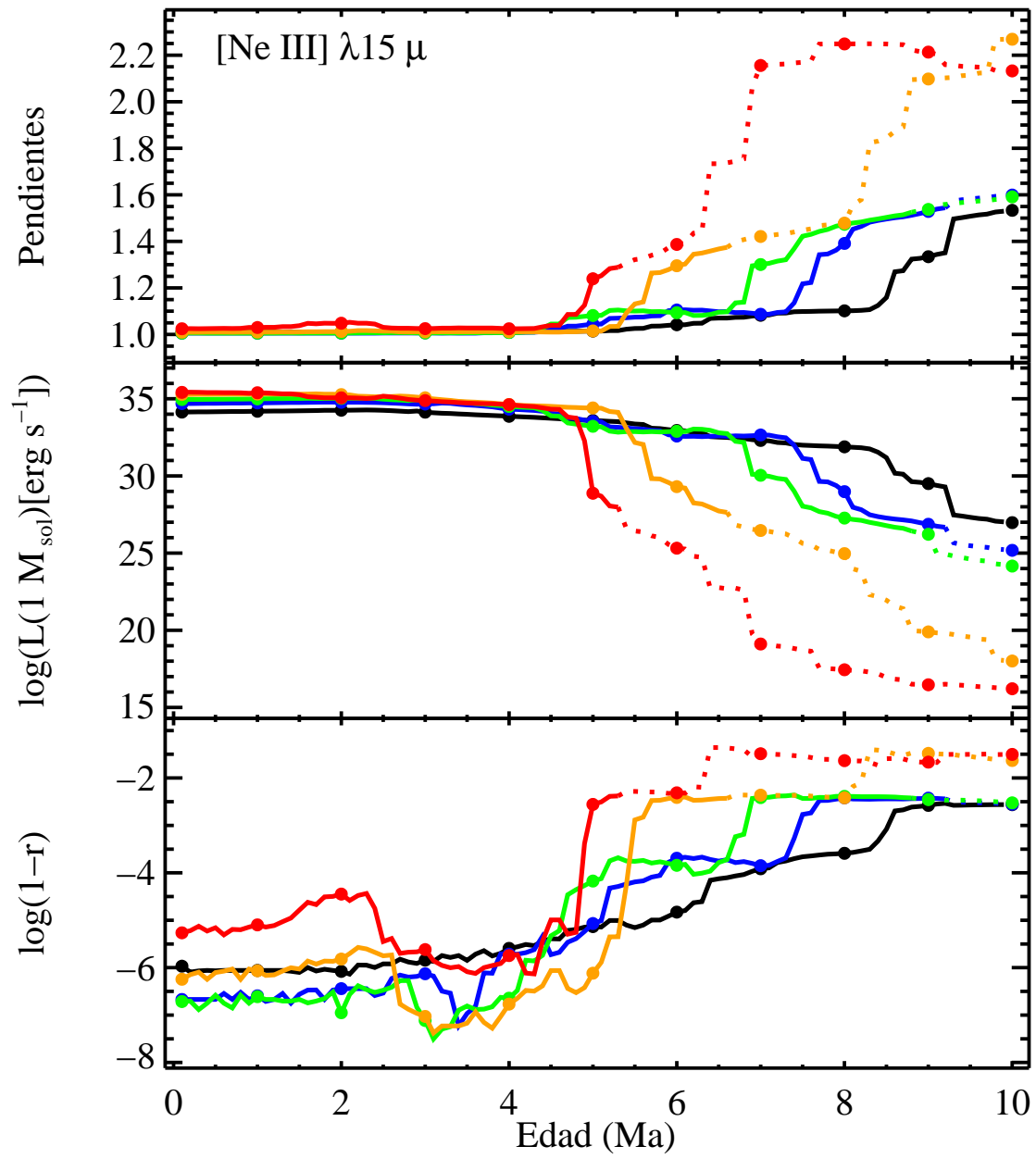

 FIGURA B.26: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para [S III] $\lambda 9532 \text{ \AA}$.

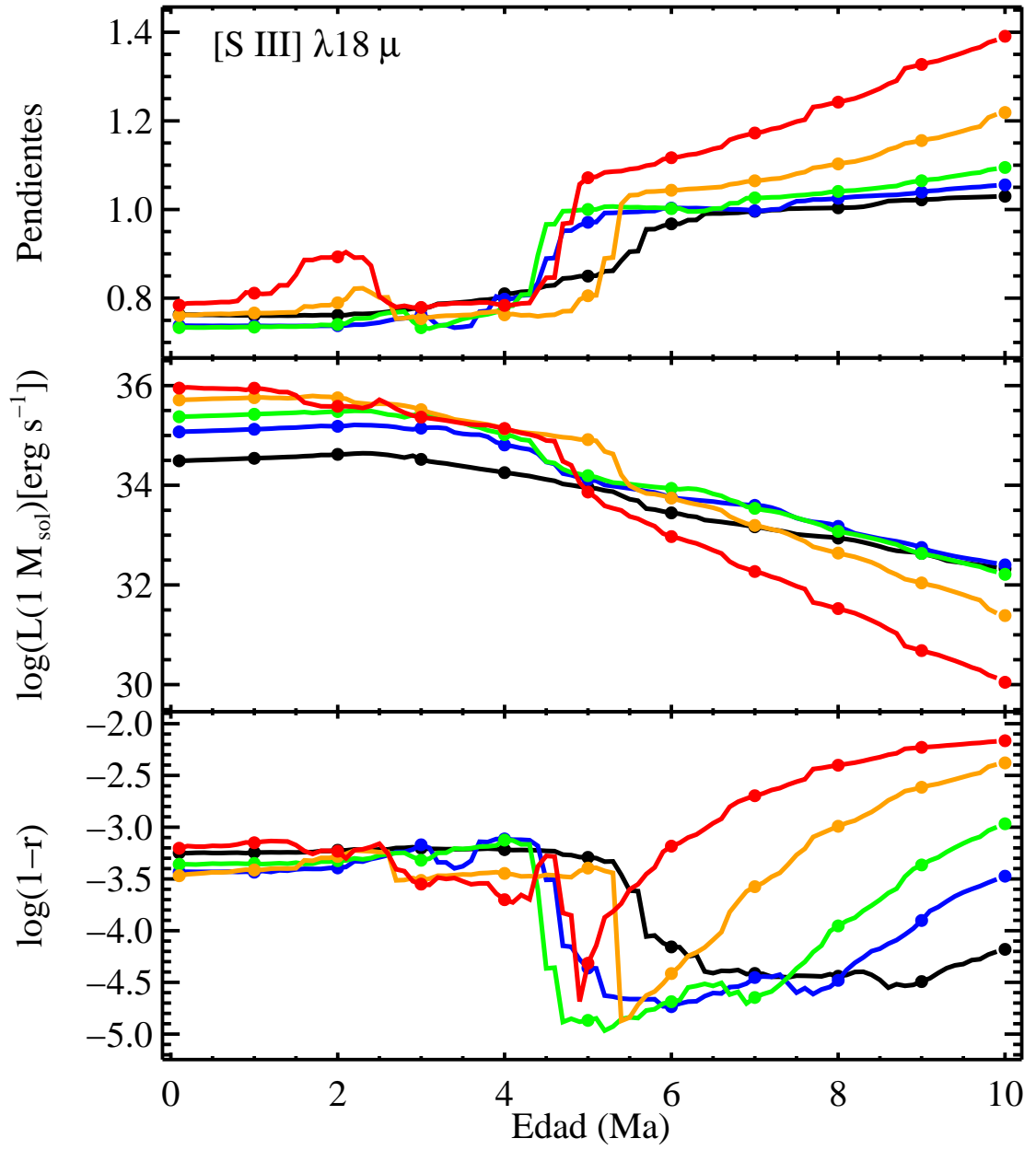

 FIGURA B.27: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ar II}] \lambda 7 \mu$.

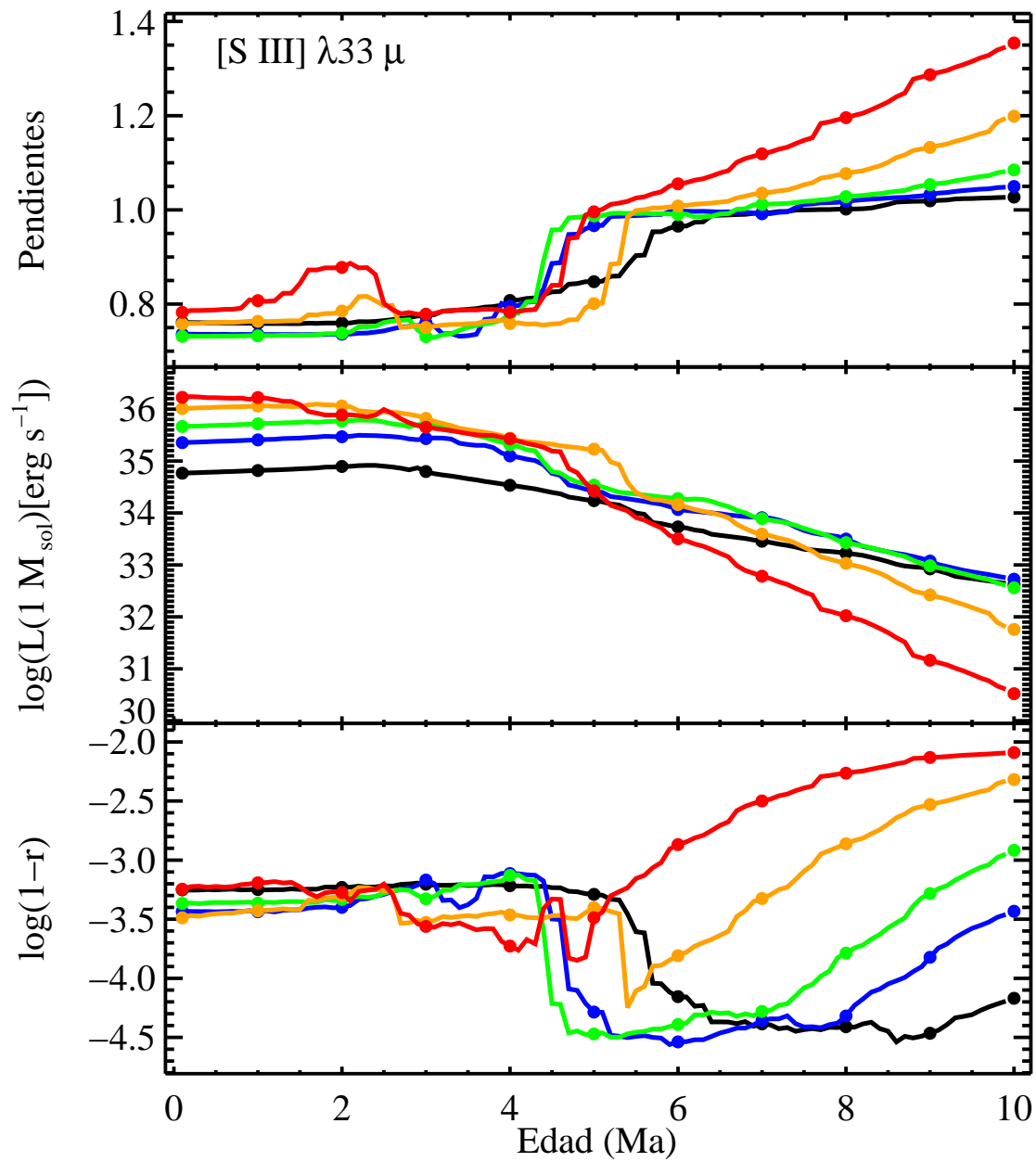

 FIGURA B.28: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ar III}] \lambda 9 \mu$.

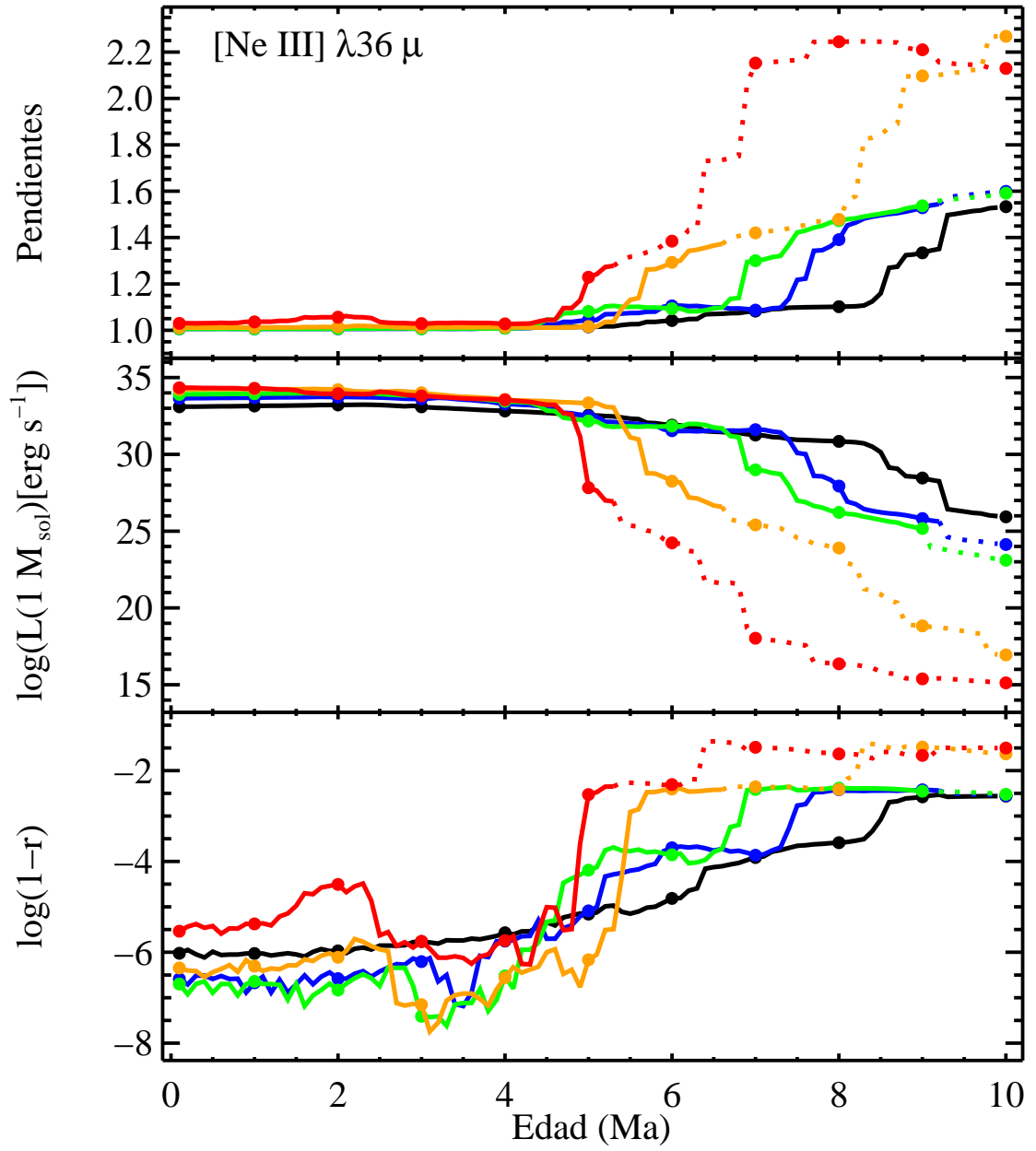

 FIGURA B.29: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S IV}] \lambda 10 \mu$.

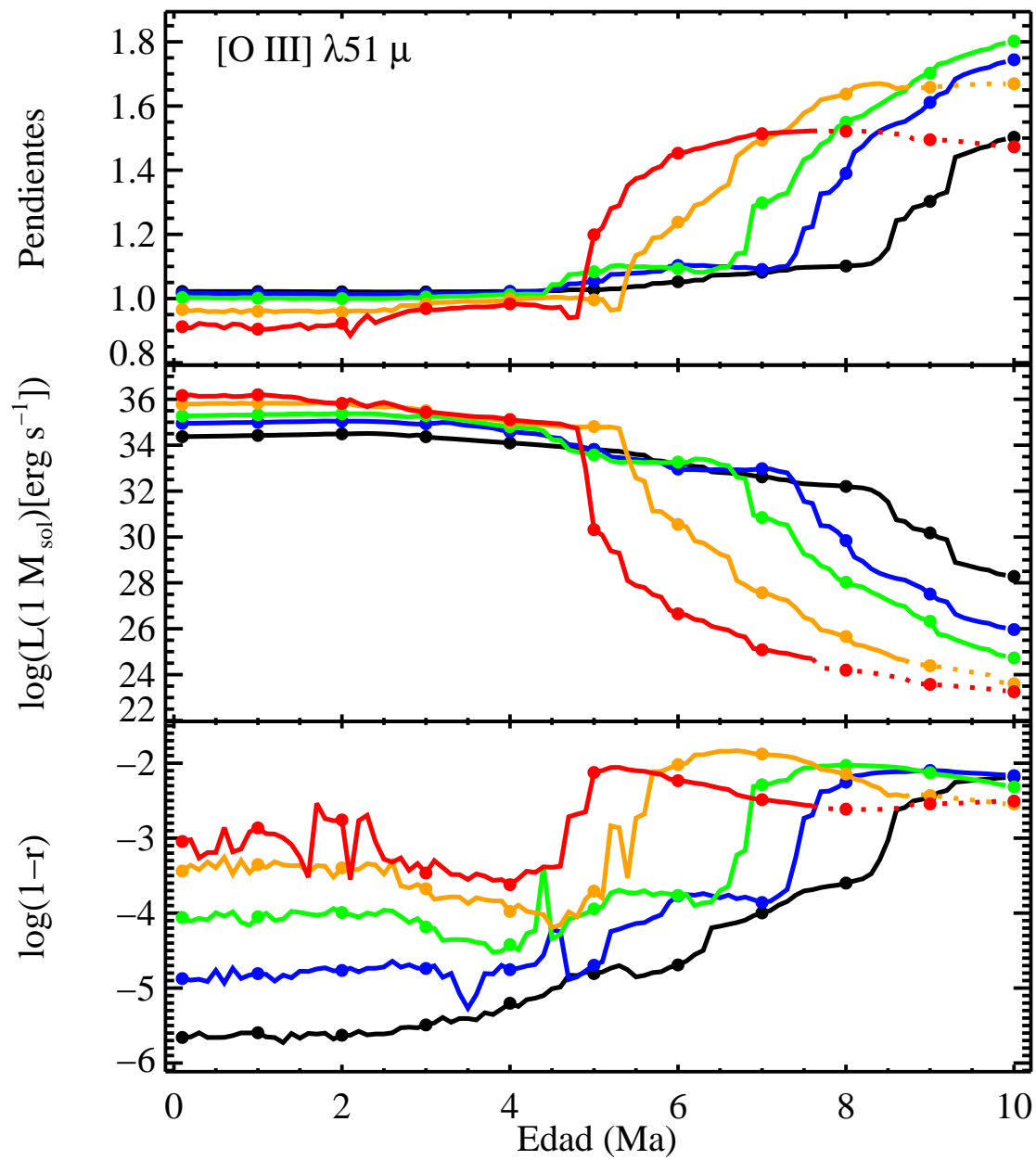

 FIGURA B.30: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne II}] \lambda 12 \mu$.

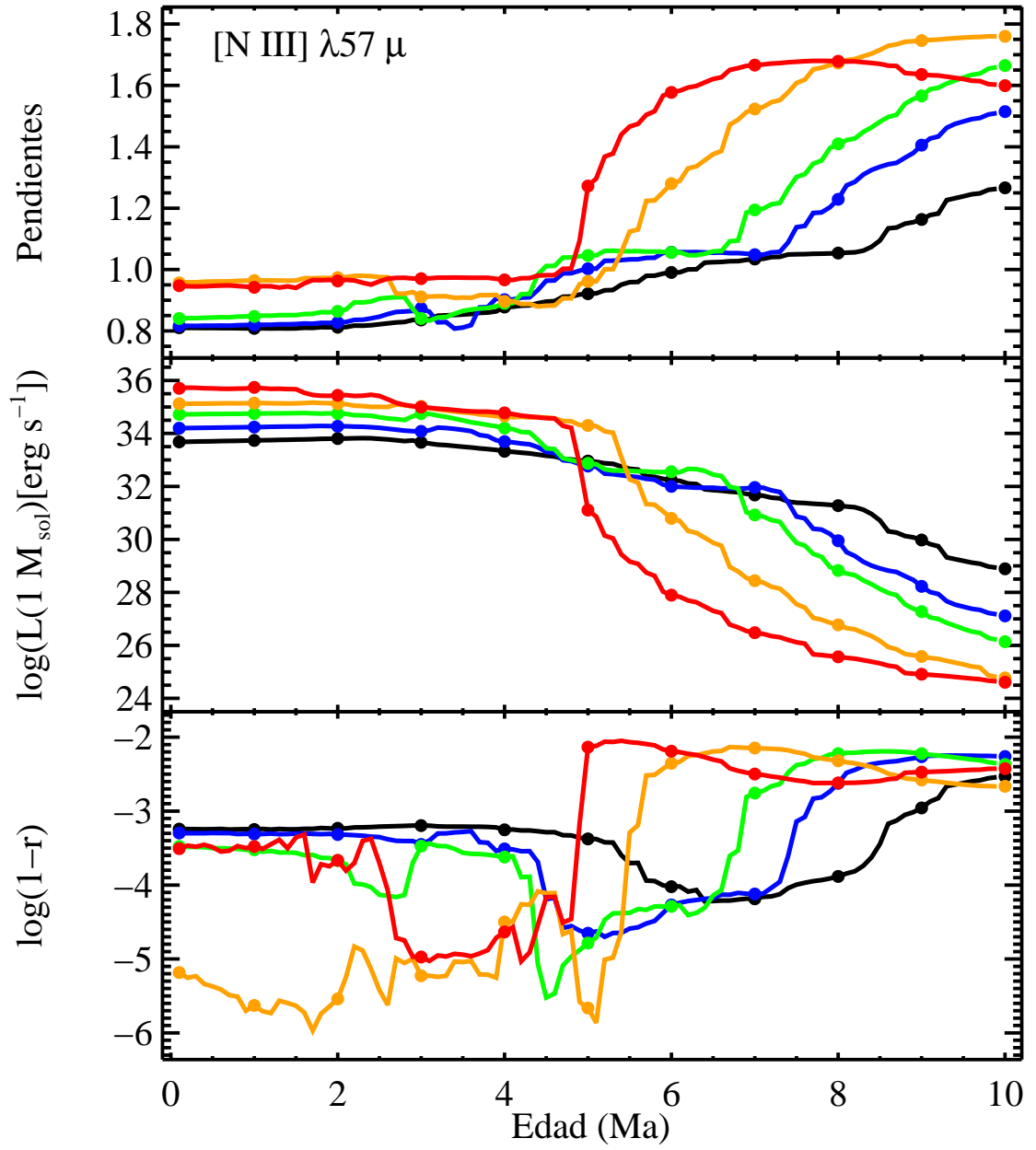

 FIGURA B.31: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 15 \mu$.

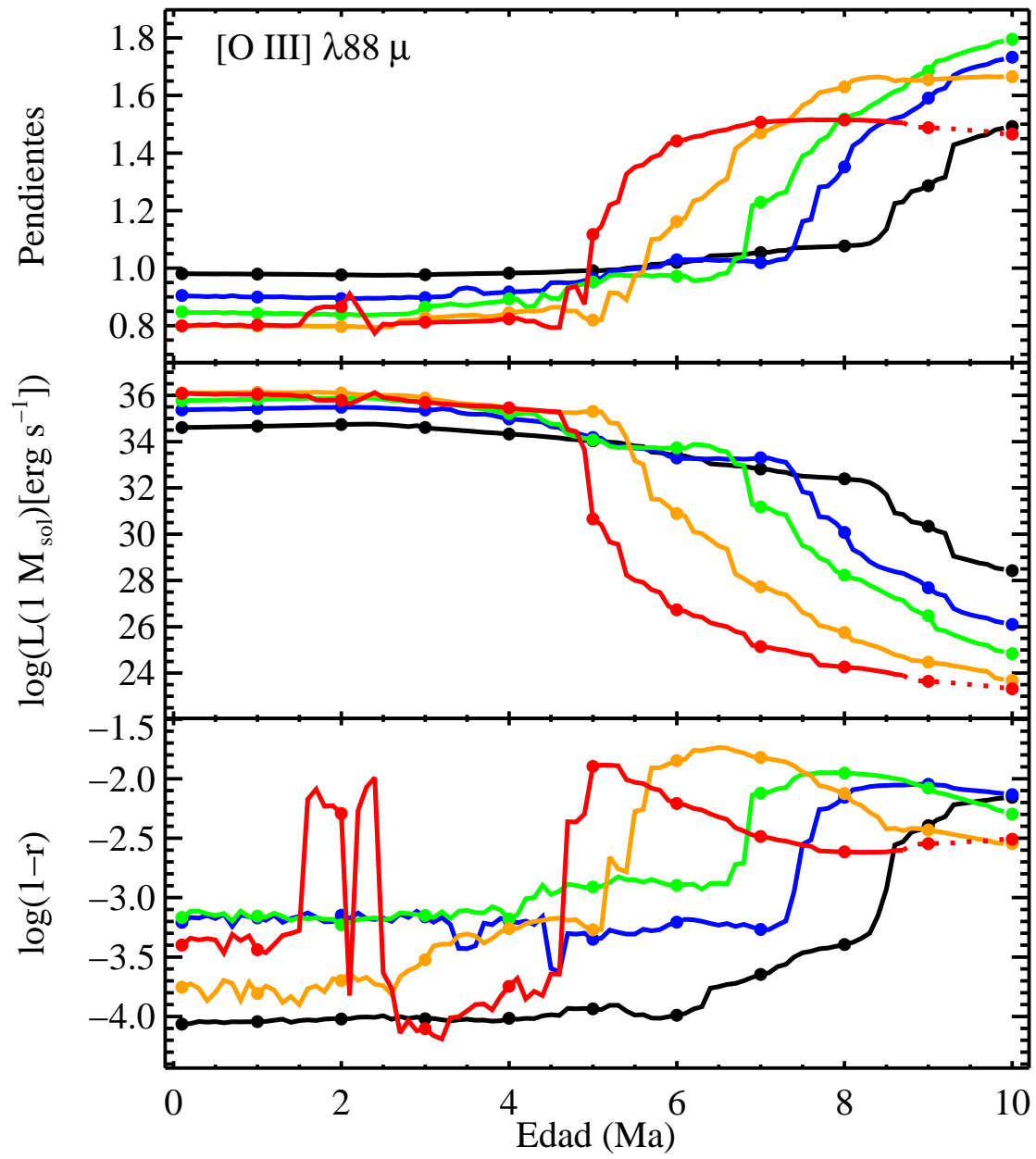

 FIGURA B.32: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S III}] \lambda 18 \mu$.

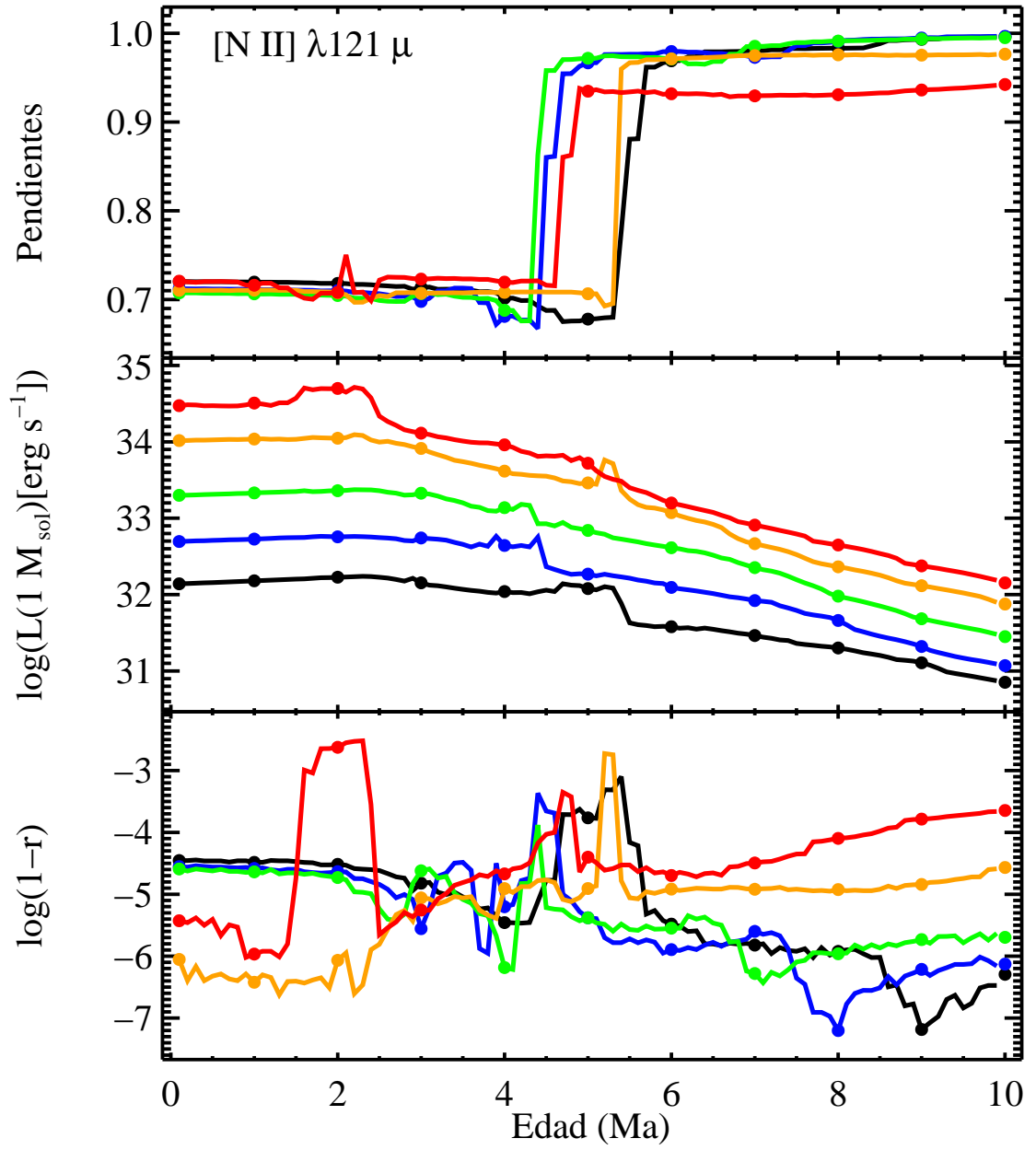

 FIGURA B.33: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{S III}] \lambda 33 \mu$.


 FIGURA B.34: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{Ne III}] \lambda 36 \mu$.


 FIGURA B.35: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 51 \mu$.


 FIGURA B.36: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{N III}] \lambda 57 \mu$.







 FIGURA B.37: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{O III}] \lambda 88 \mu$.

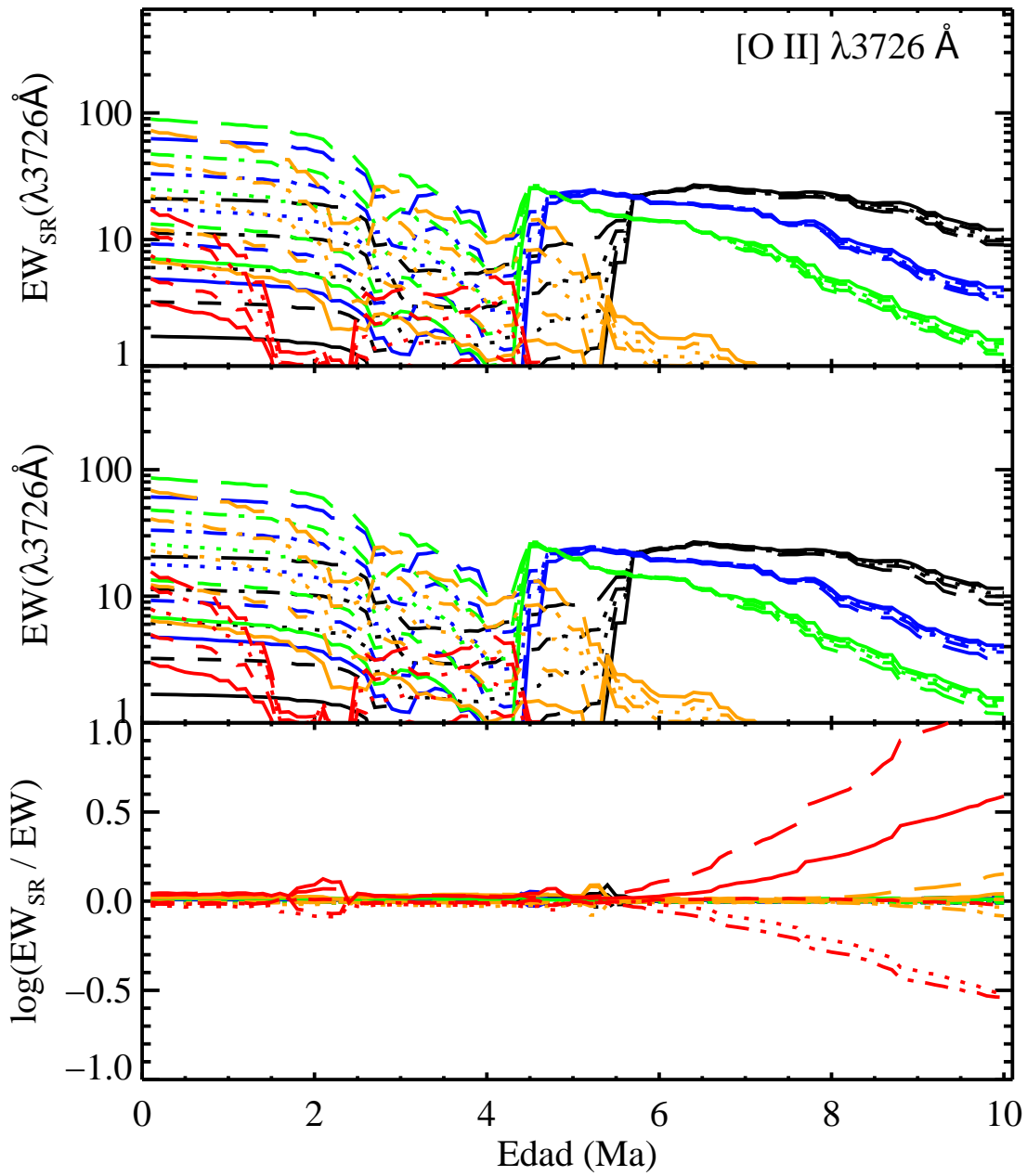

 FIGURA B.38: Pendientes, $\log L(1 M_{\odot})$ y $\log(1-r)$ para $[\text{N II}] \lambda 121 \mu$.

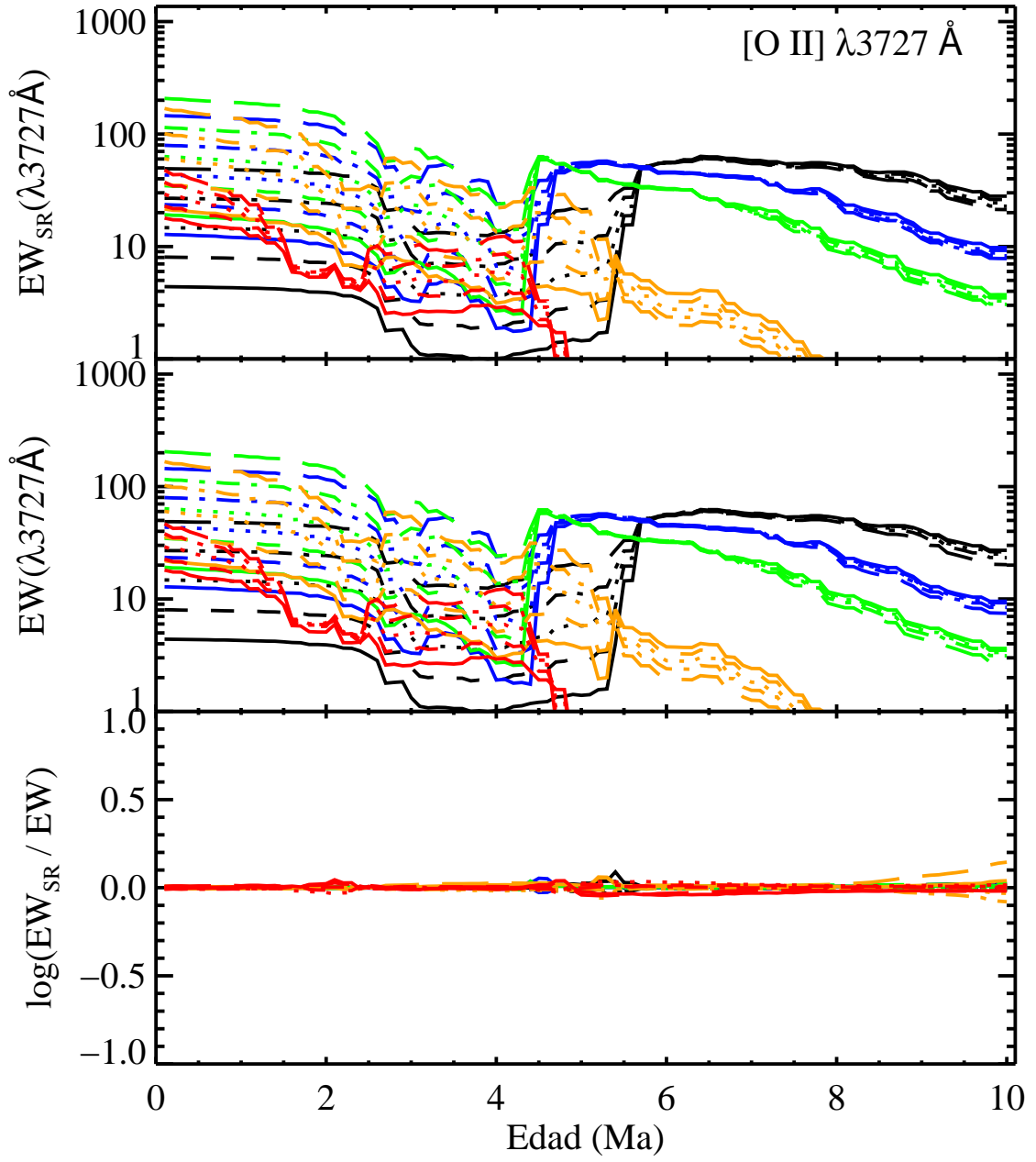
Apéndice C

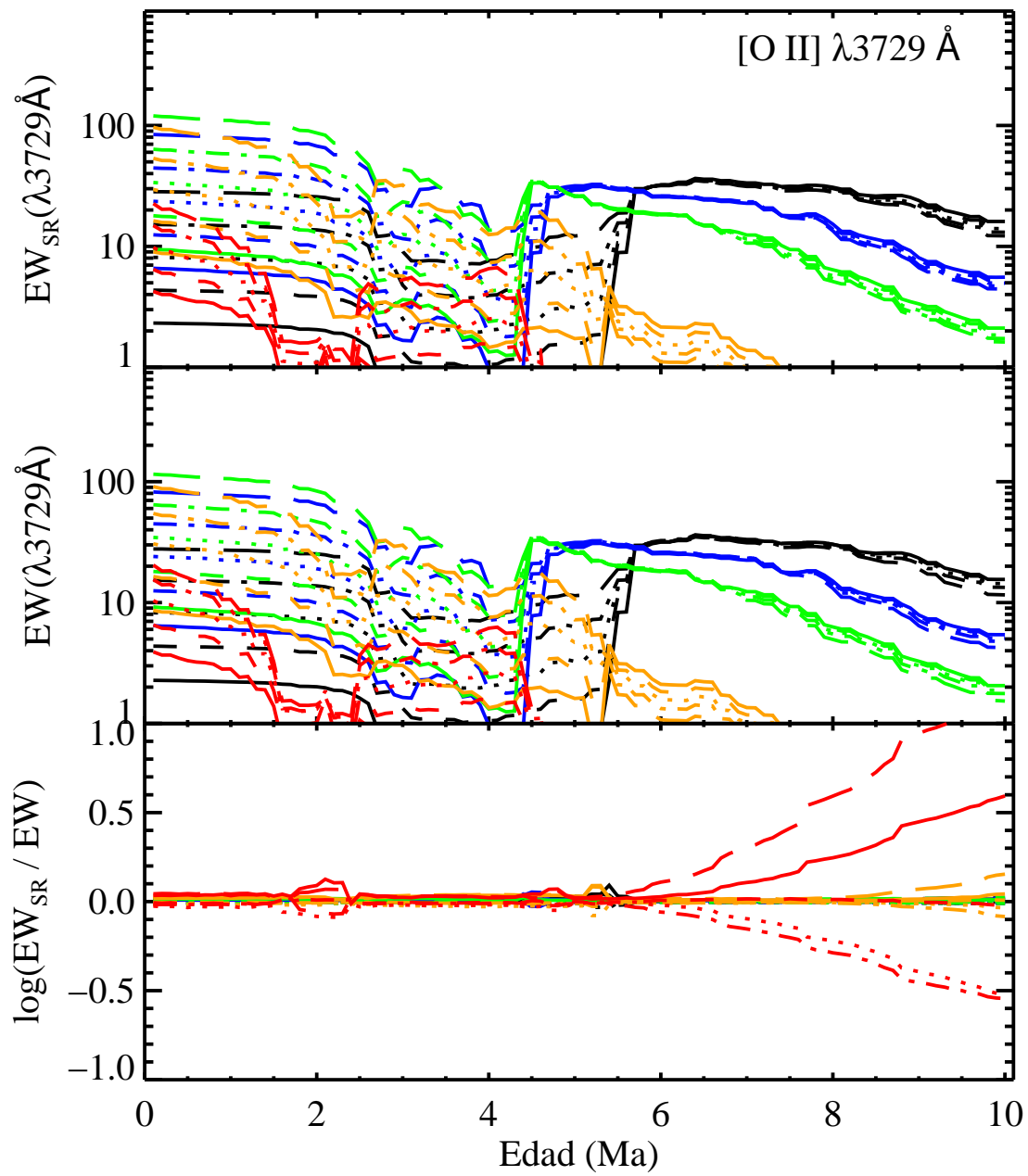
Anchuras equivalentes

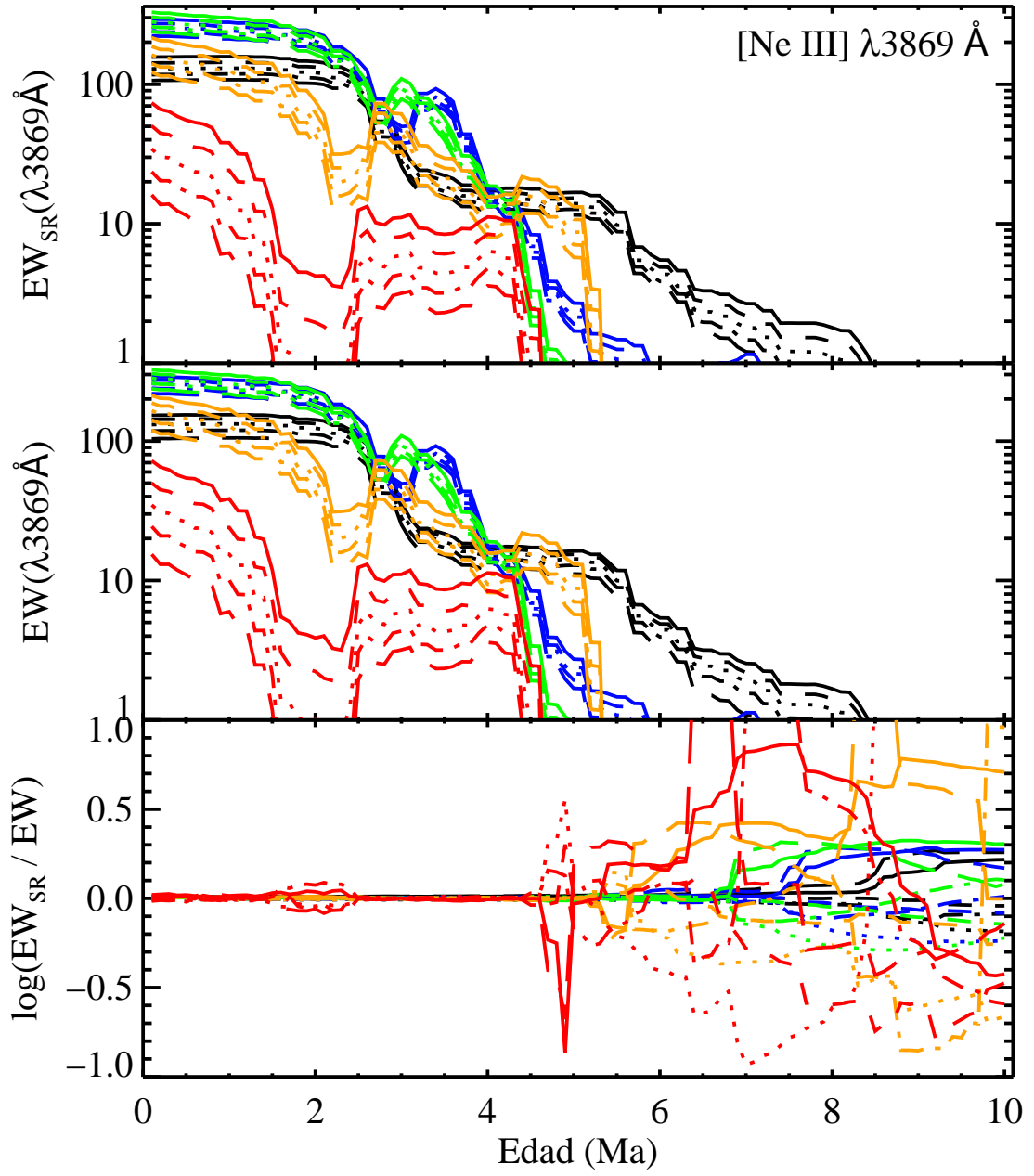
En las siguientes figuras se muestran para cada línea de emisión estudiada y para todas las metalicidades, las anchuras equivalentes obtenidas a partir de las relaciones de escala (EW_{SR}), las obtenidas directamente de los modelos (EW) y la diferencia de los logaritmos de ambas ($\log \frac{EW_{\text{SR}}}{EW}$) frente a la edad. Por simplicidad sólo se muestran los resultados para 10^3 , 10^4 , 10^5 , 10^6 y 10^7 M_{\odot} . Las graficas se muestran en orden creciente de longitud de onda. El significado de las distintas líneas se muestran en la siguiente leyenda.

Z		log(M_{cl})	
	0.001	— — —	3
	0.004	- - - - -	4
	0.008	5
	0.02	- - - - -	6
	0.04	—————	7


 FIGURA C.1: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O II] λ 3726 Å.


 FIGURA C.2: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O II] λ 3727 Å.


 FIGURA C.3: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O II] $\lambda 3729 \text{ Å}$.


 FIGURA C.4: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[\text{Ne III}] \lambda 3869 \text{ \AA}$.

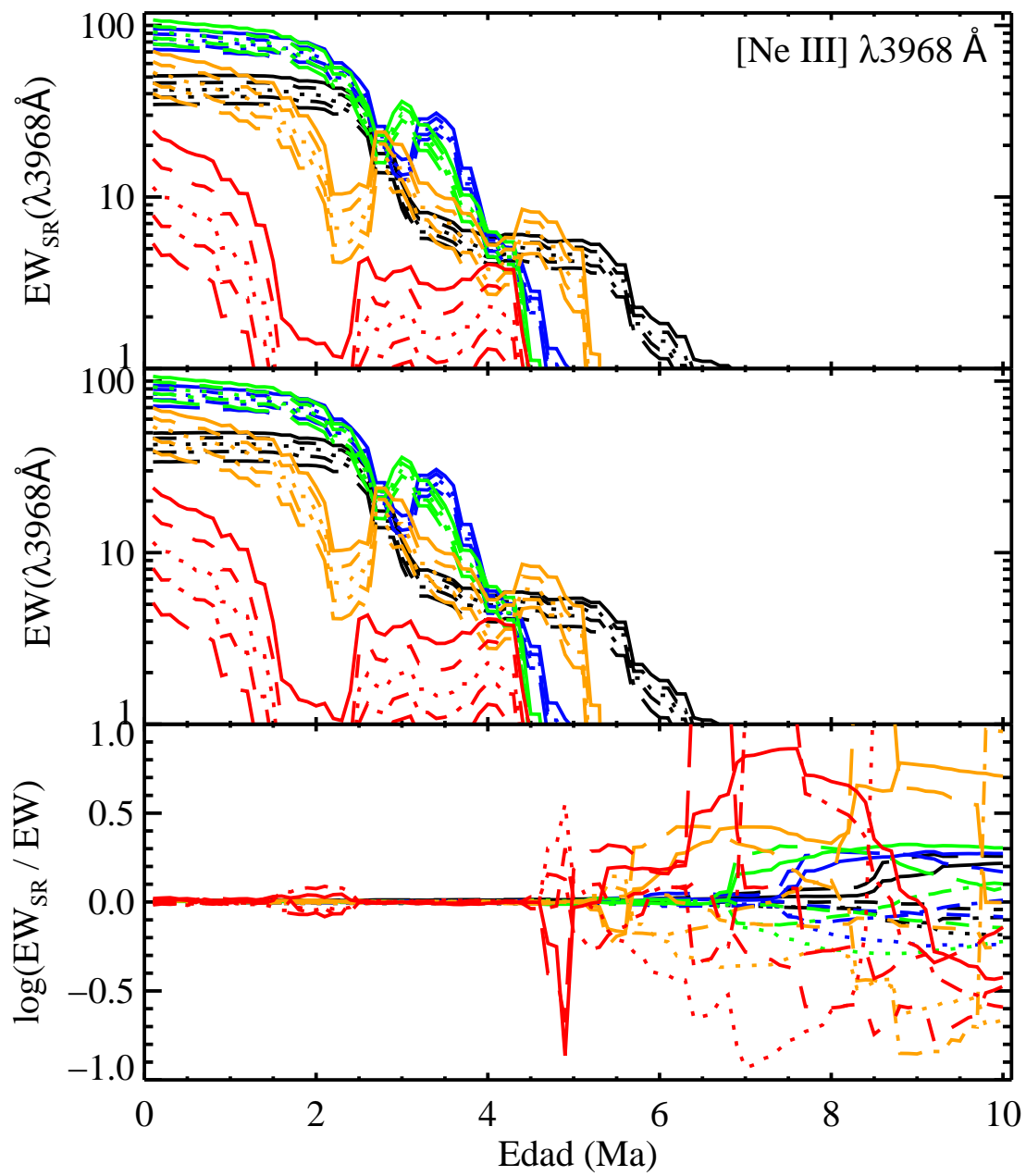
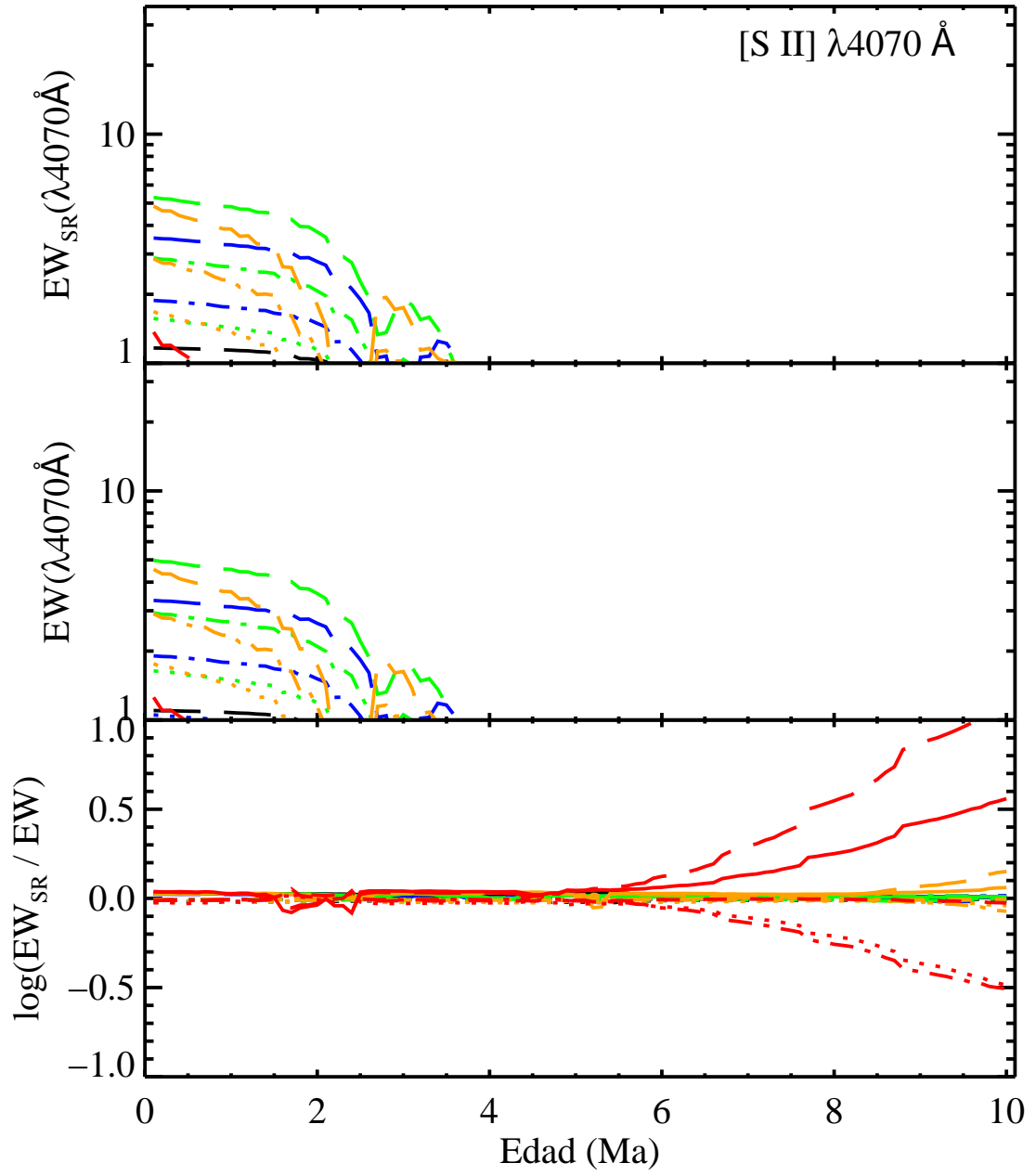
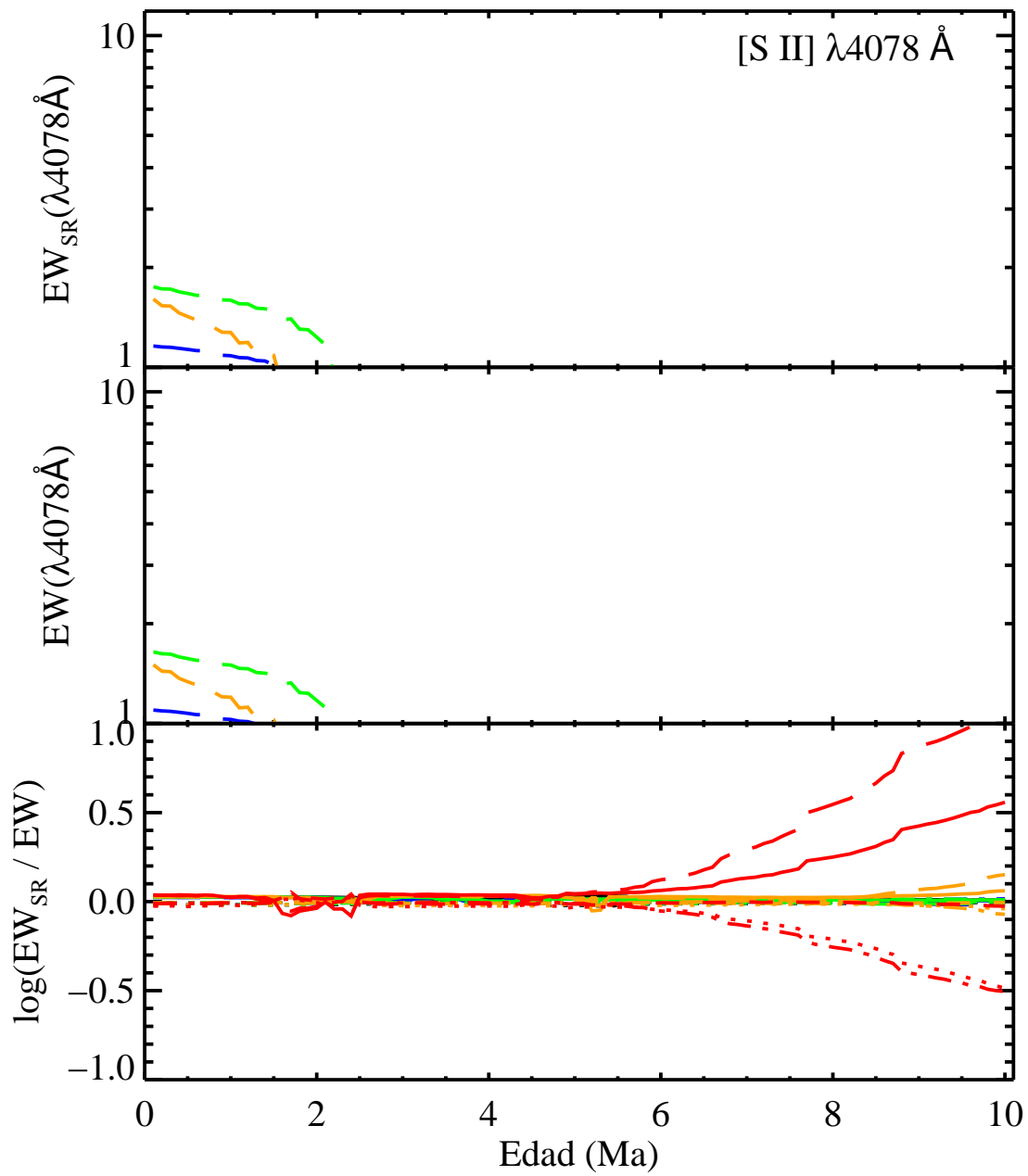


FIGURA C.5: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [Ne III] λ 3968 Å.


 FIGURA C.6: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S II] $\lambda 4070 \text{ Å}$.


 FIGURA C.7: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S II] $\lambda 4078 \text{ \AA}$.

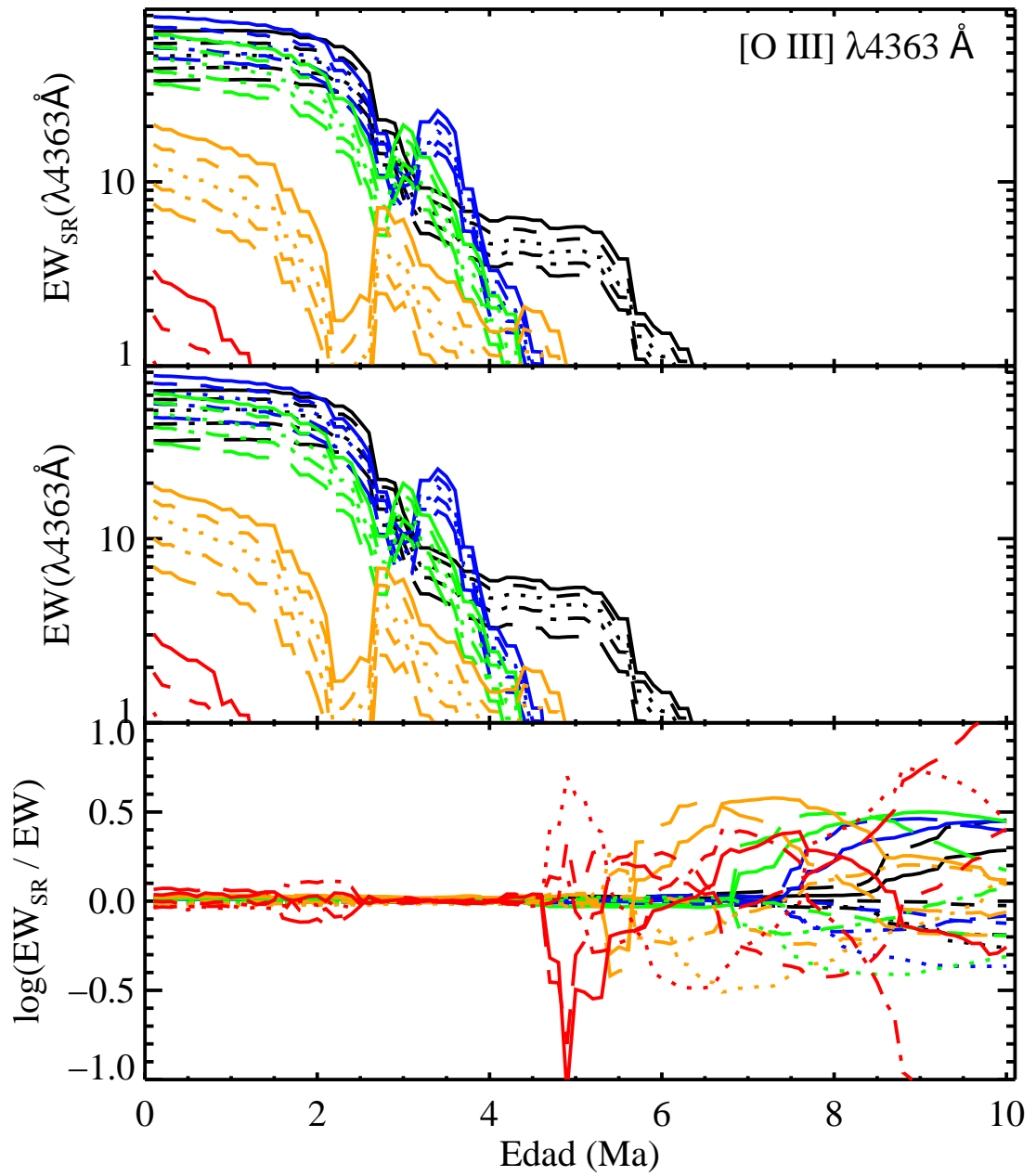
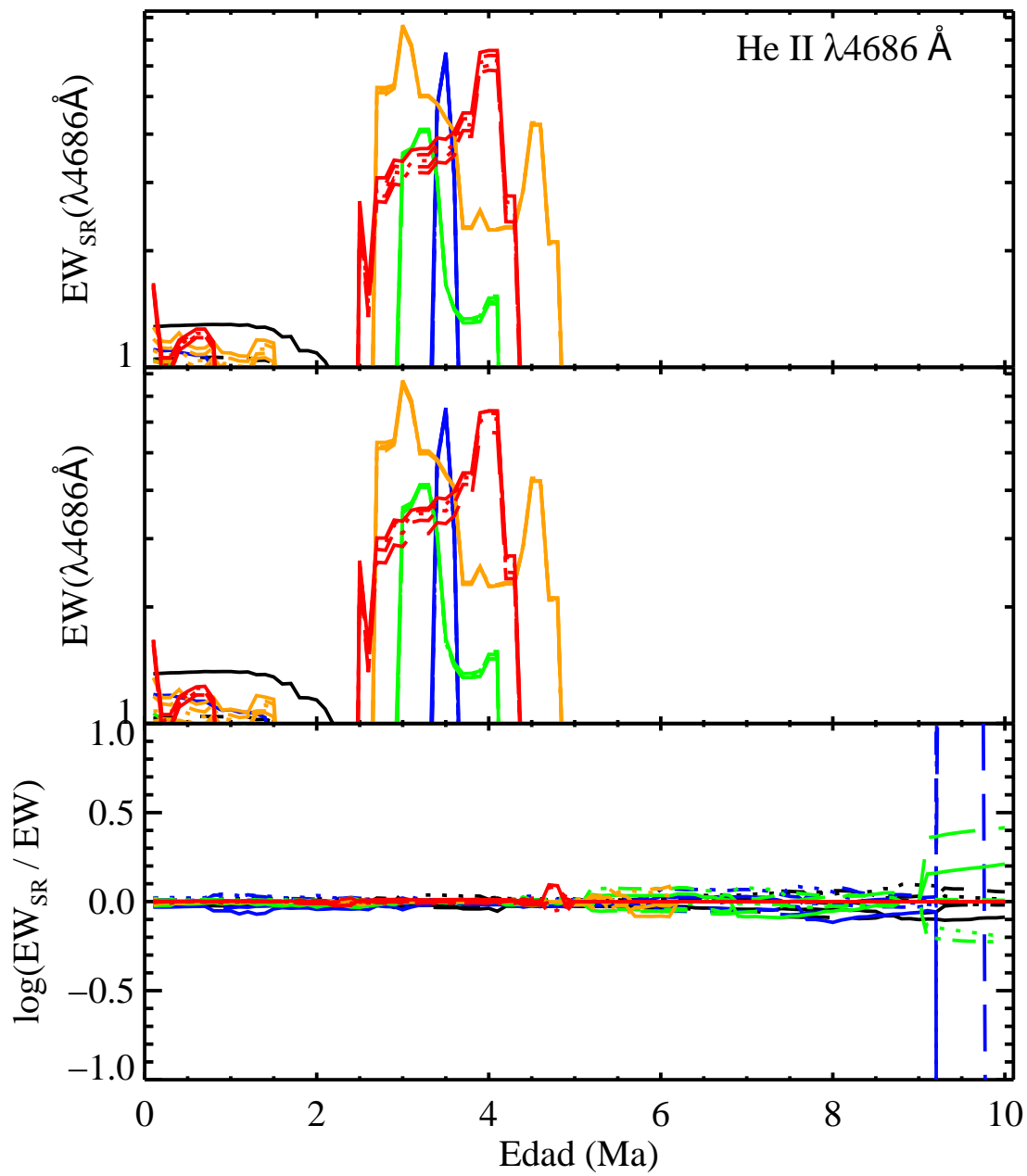
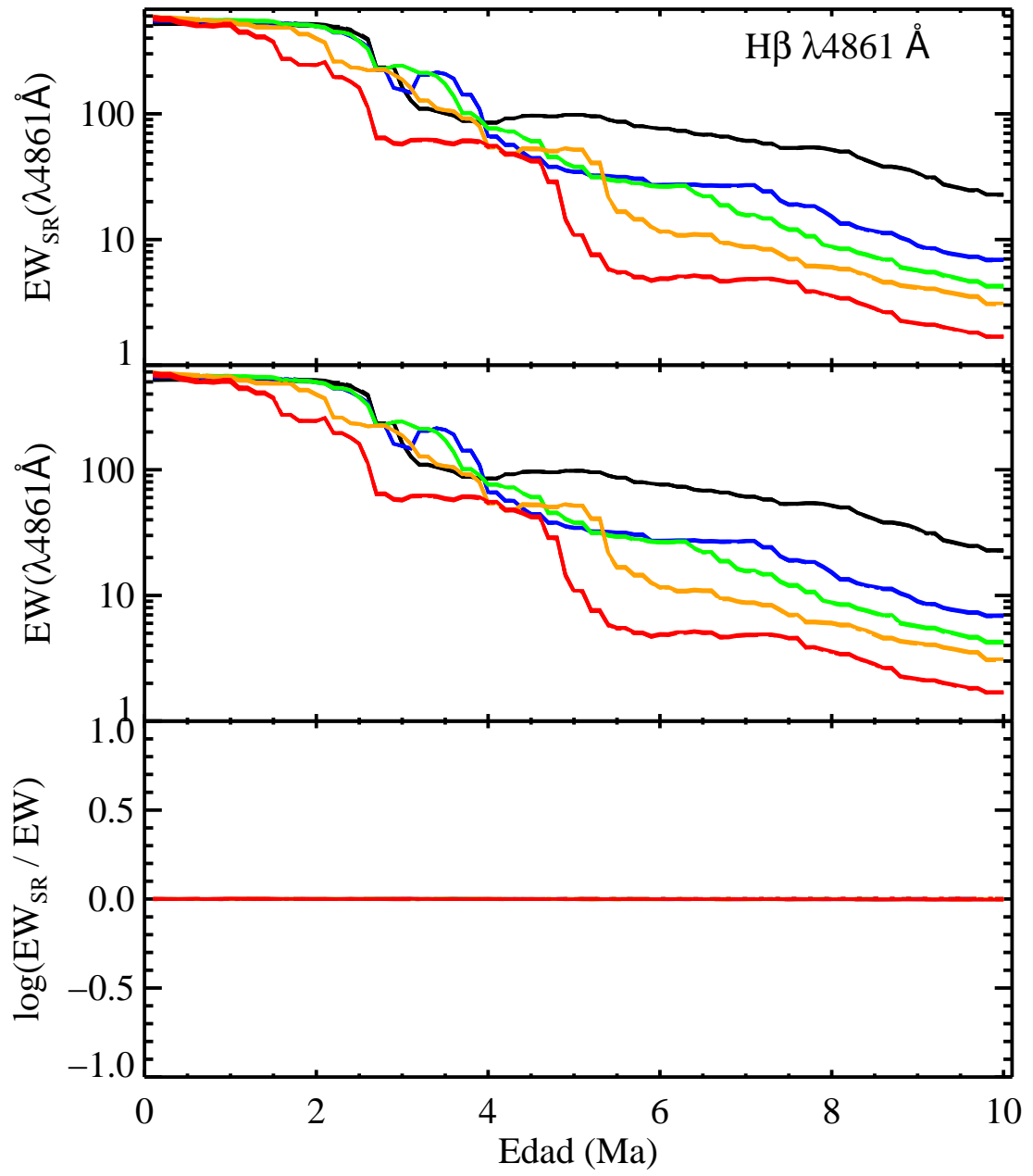


FIGURA C.8: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O III] $\lambda 4363 \text{ Å}$.


 FIGURA C.9: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para He II $\lambda 4686 \text{ \AA}$.


 FIGURA C.10: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $H\beta$.

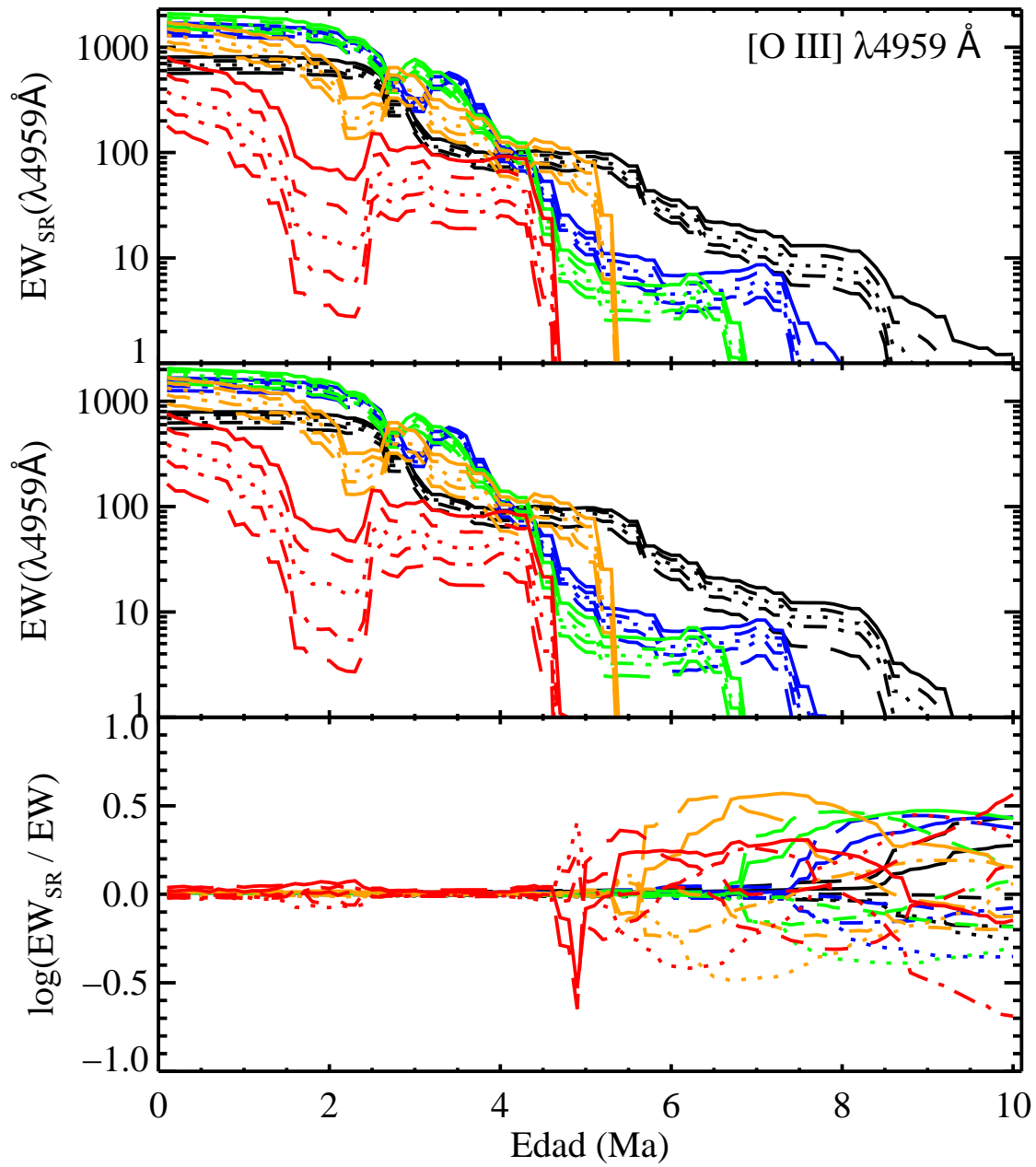


FIGURA C.11: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[O \text{ III}] \lambda 4959 \text{ \AA}$.

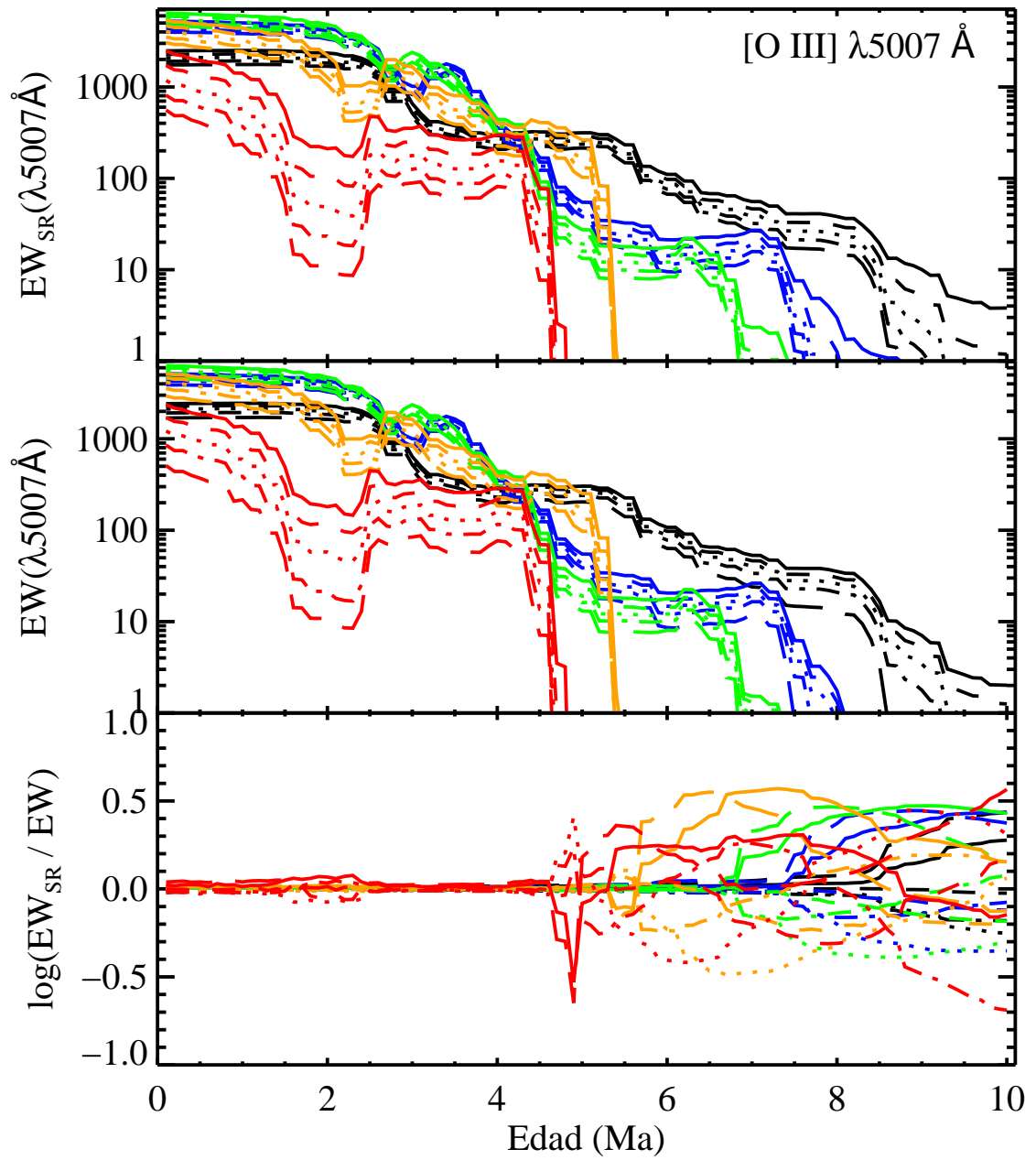
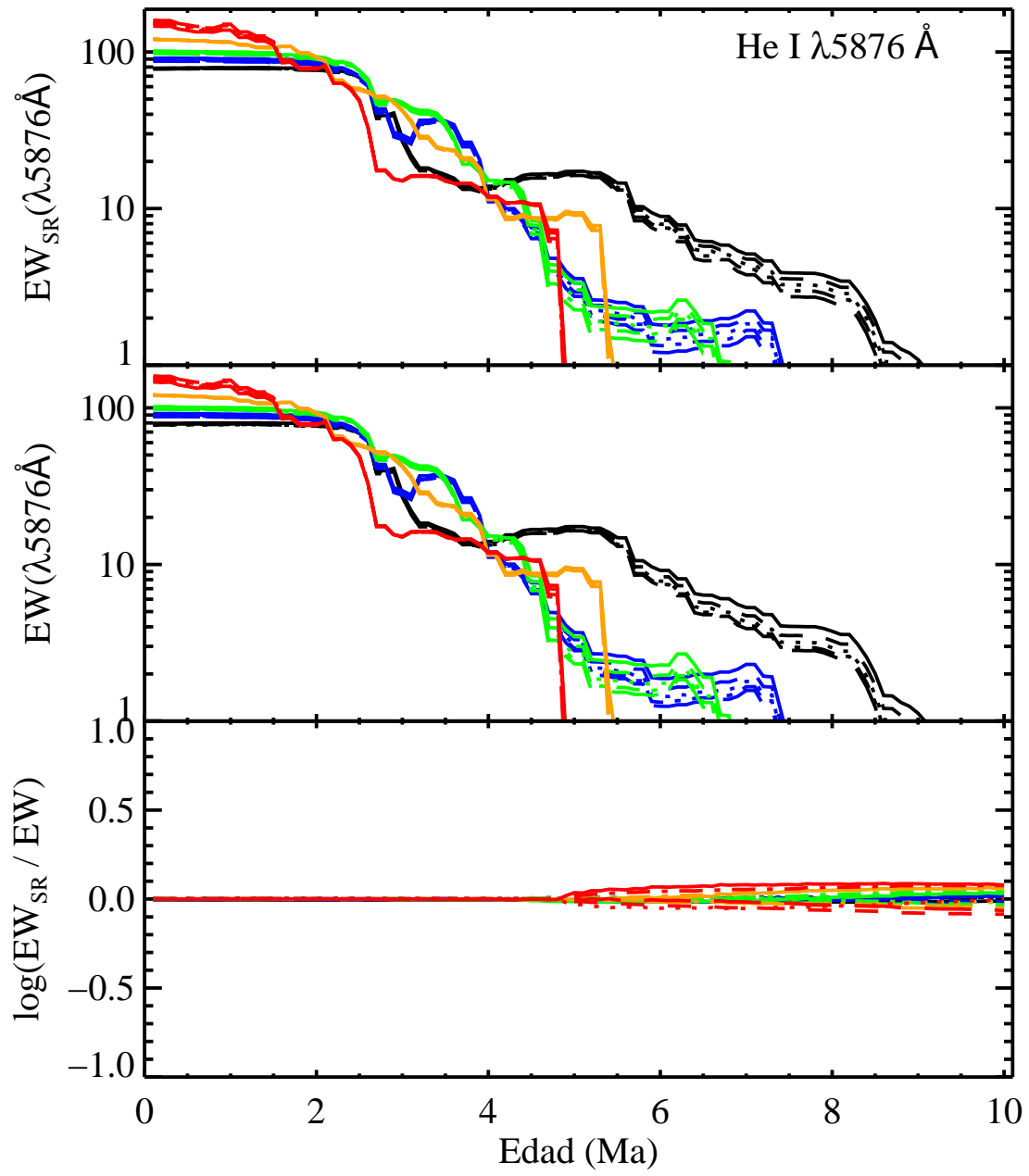


FIGURA C.12: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[O \text{ III}] \lambda 5007 \text{ \AA}$.


 FIGURA C.13: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para He I λ 5876 Å.

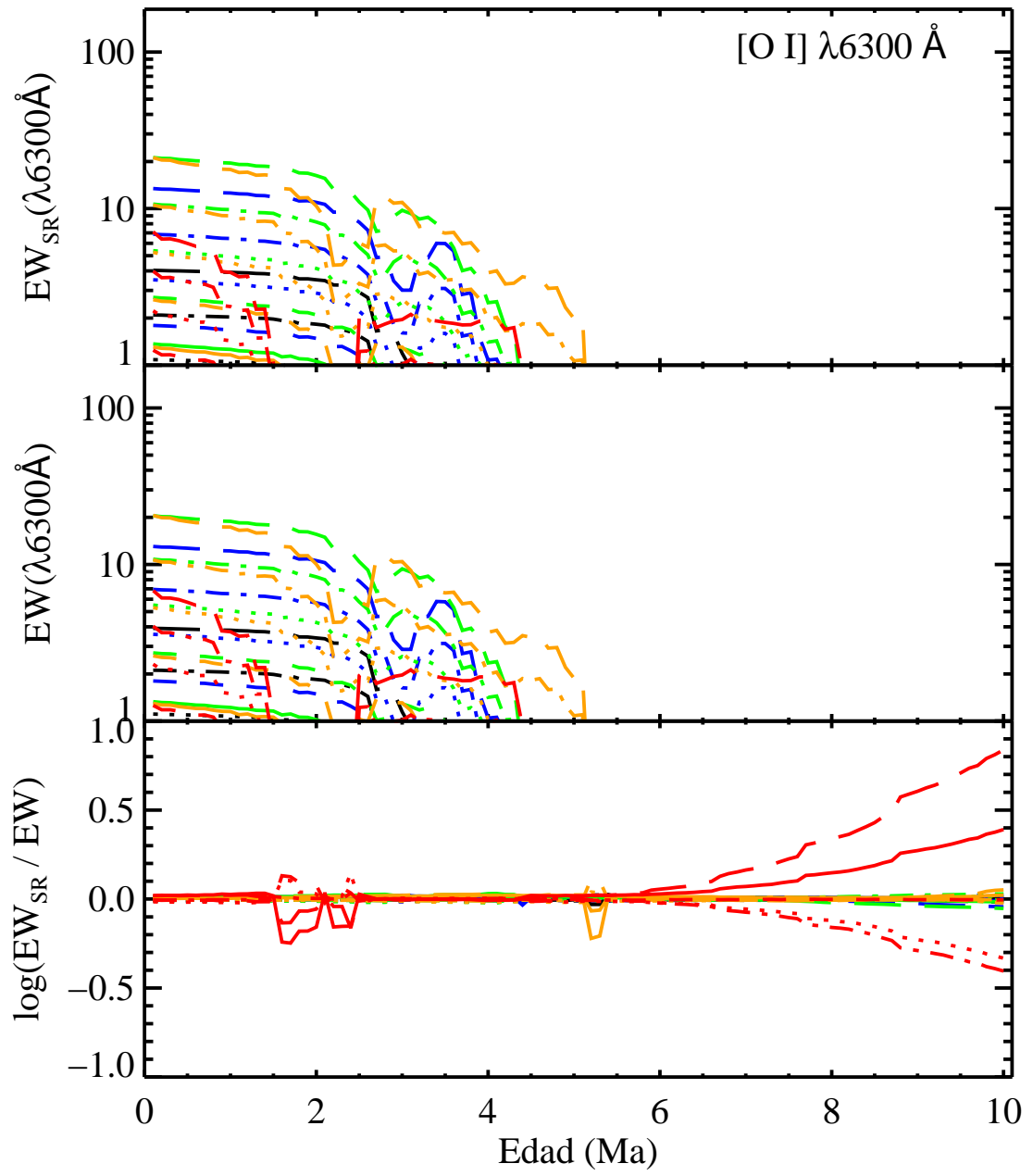


FIGURA C.14: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O I] λ 6300 Å.

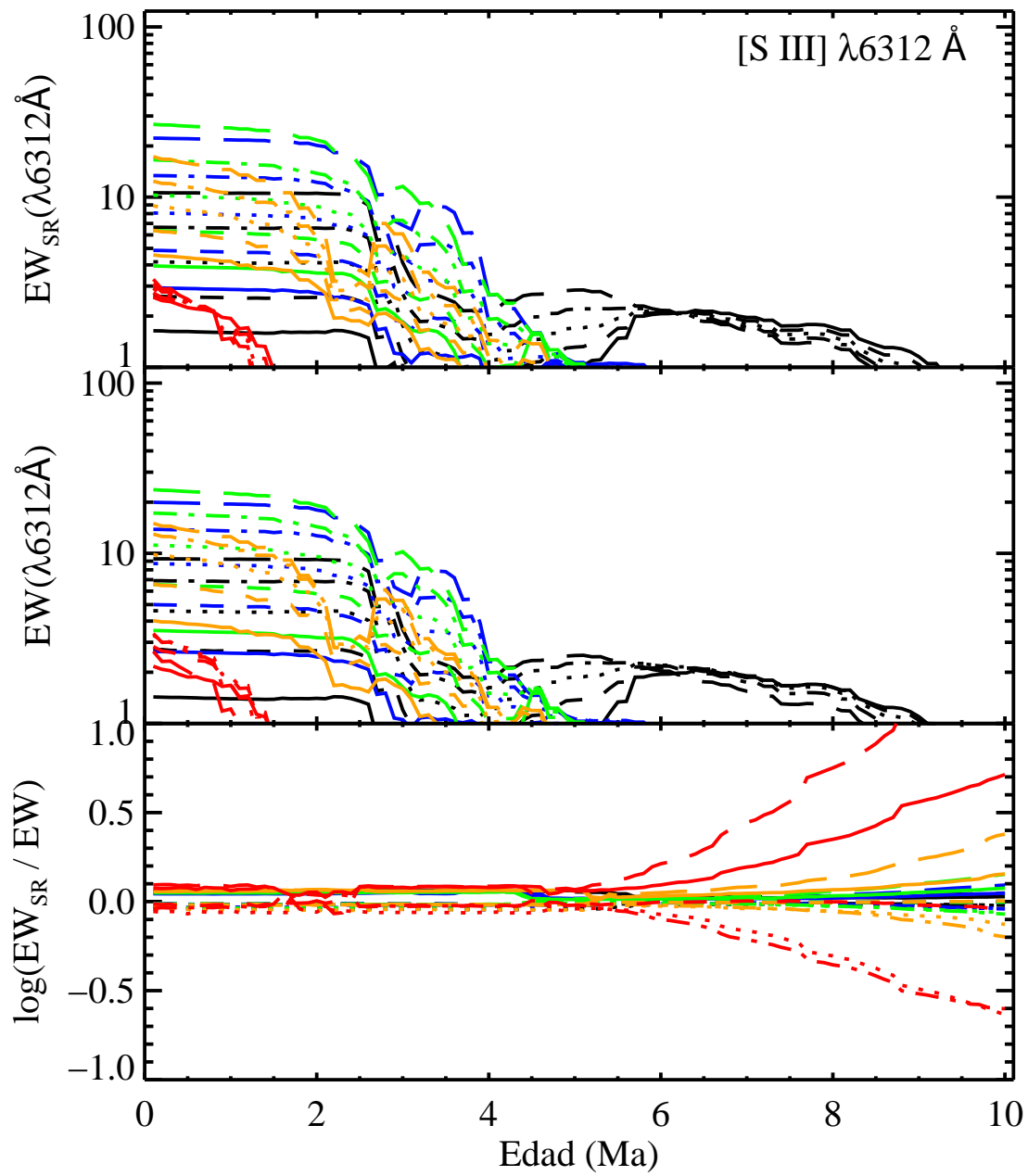
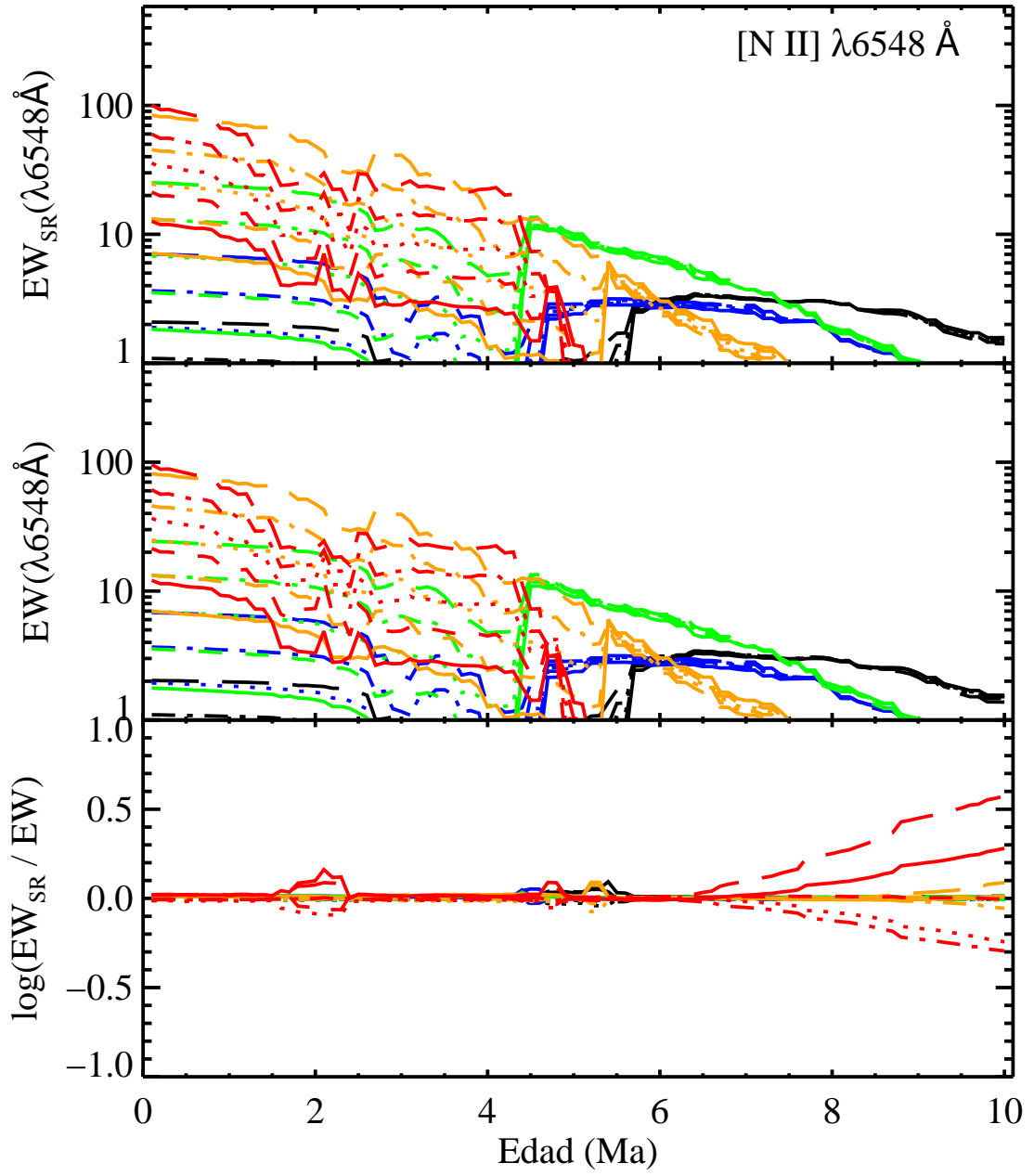


FIGURA C.15: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S III] $\lambda 6312 \text{ \AA}$.


 FIGURA C.16: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [N II] $\lambda 6548 \text{ Å}$.

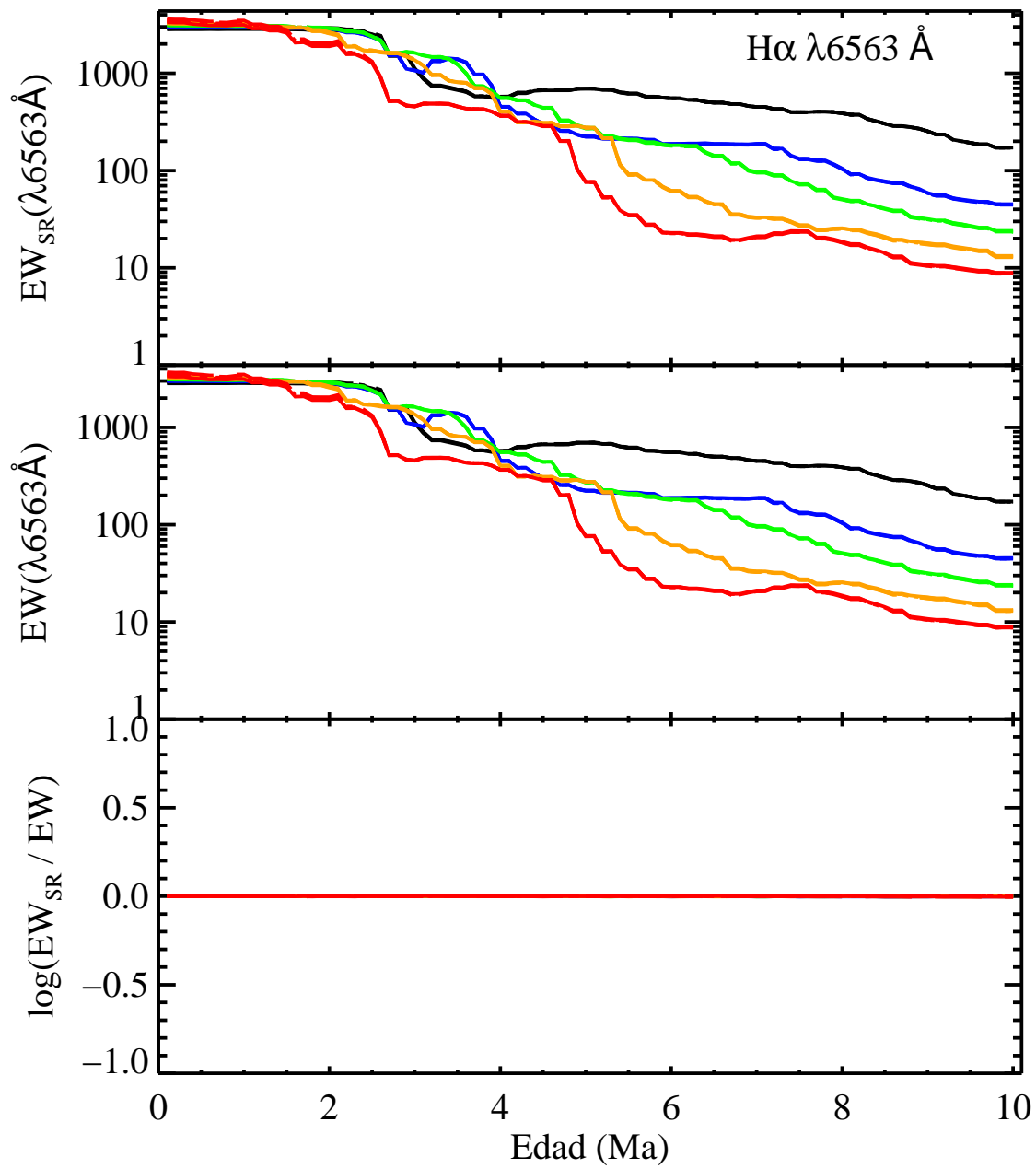
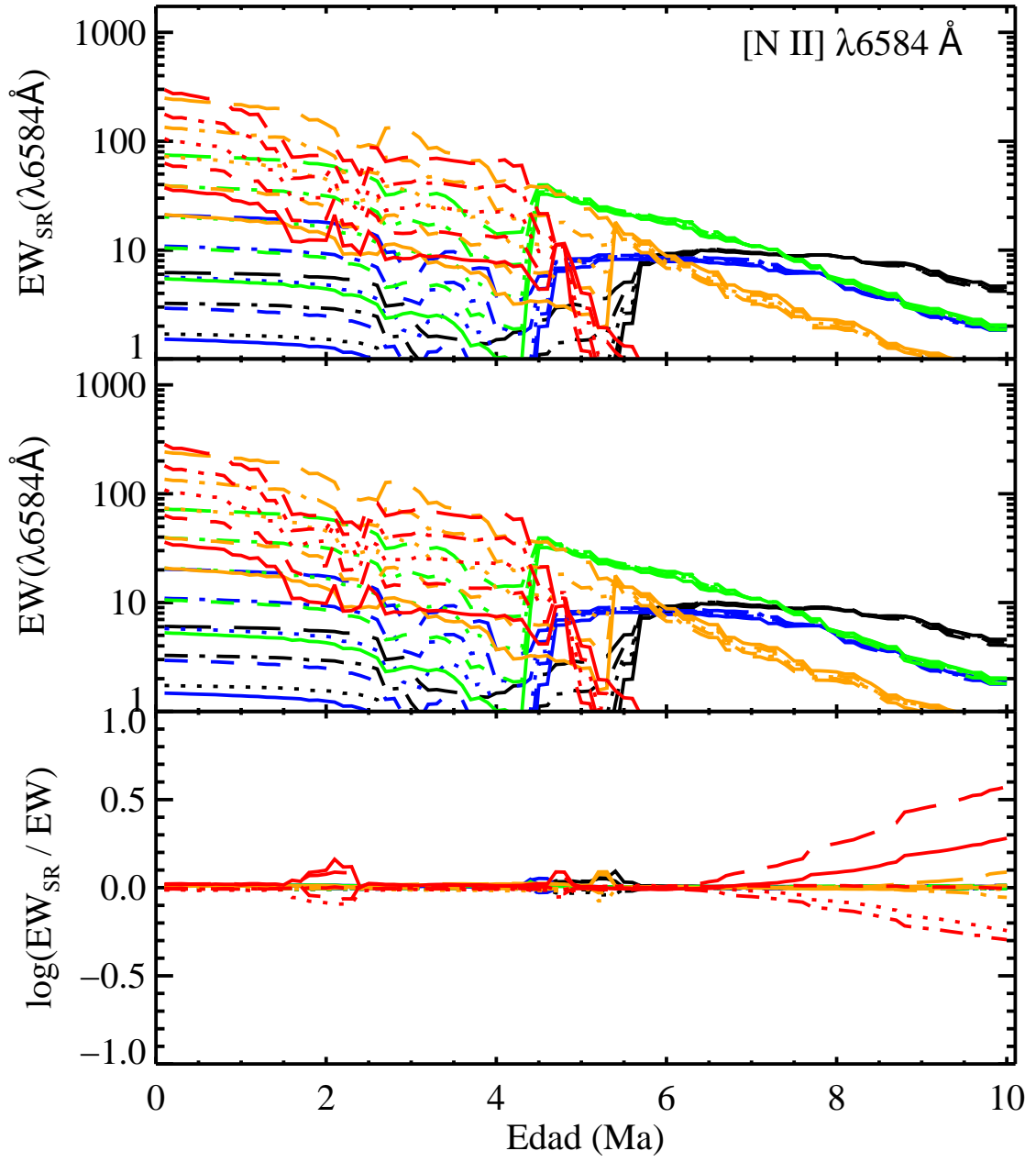


FIGURA C.17: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $H\alpha$.


 FIGURA C.18: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[N \text{ II}] \lambda 6584 \text{ \AA}$.

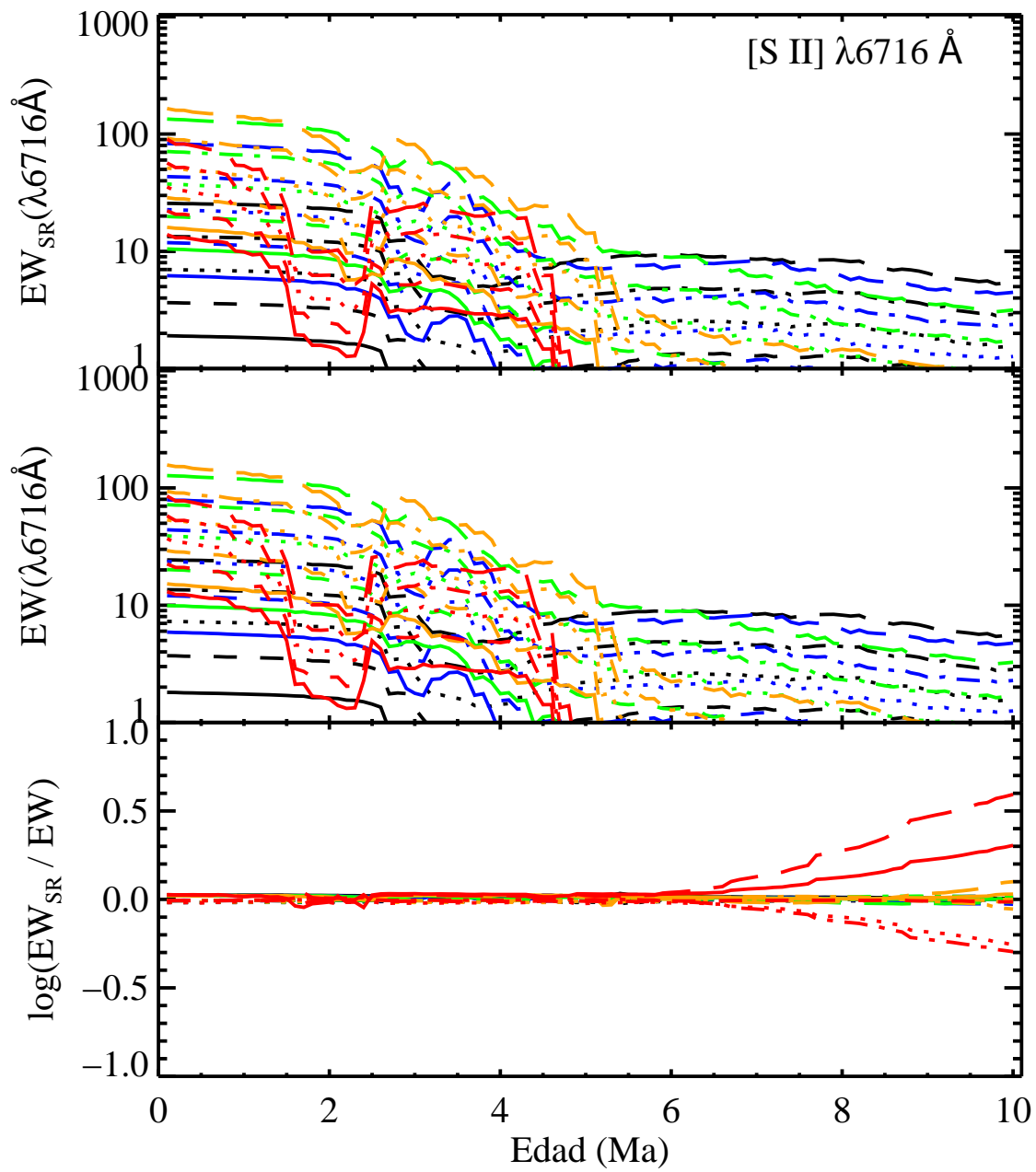
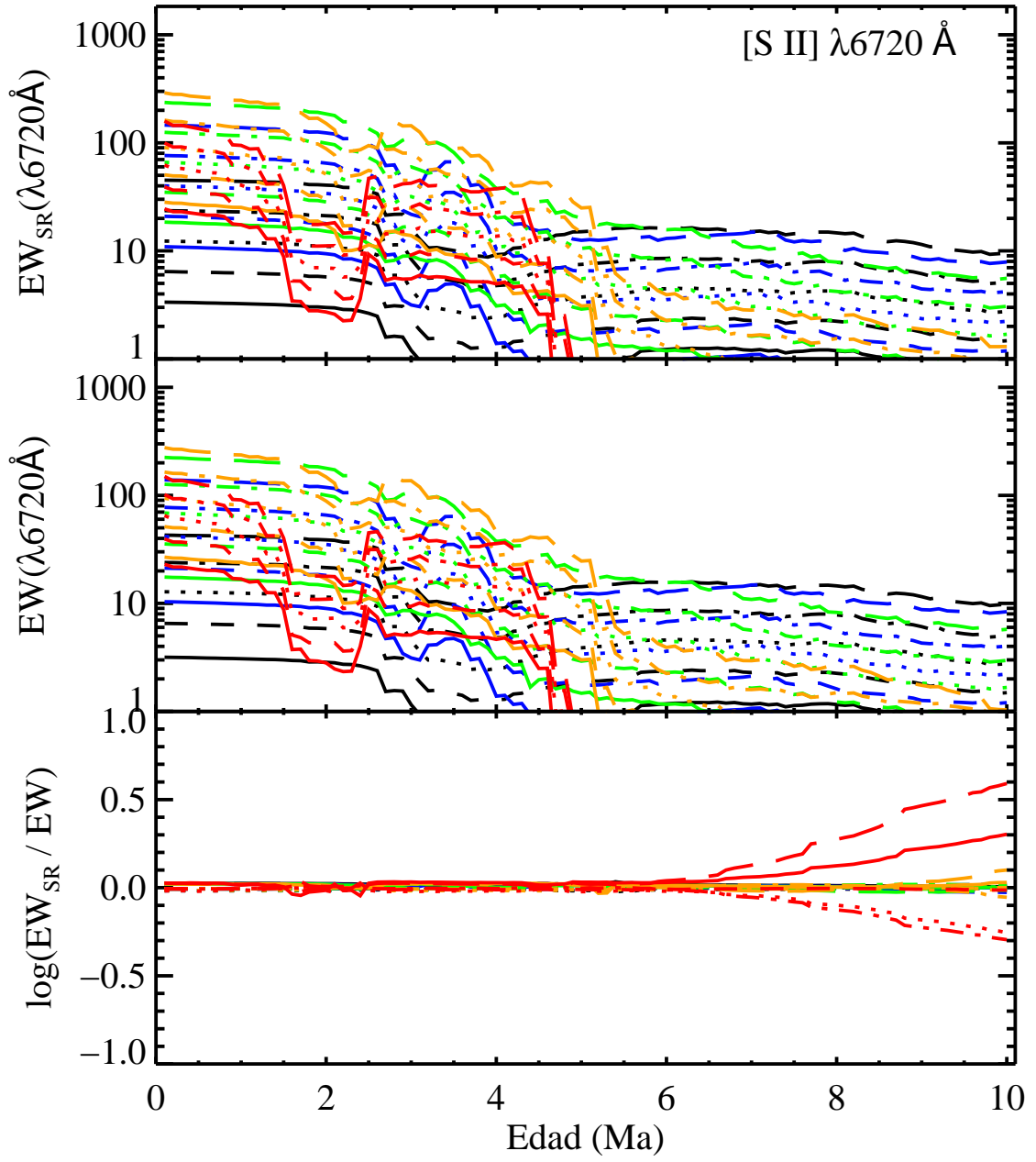


FIGURA C.19: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S II] $\lambda 6716 \text{ \AA}$.


 FIGURA C.20: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[S \text{ II}] \lambda 6720 \text{ \AA}$.

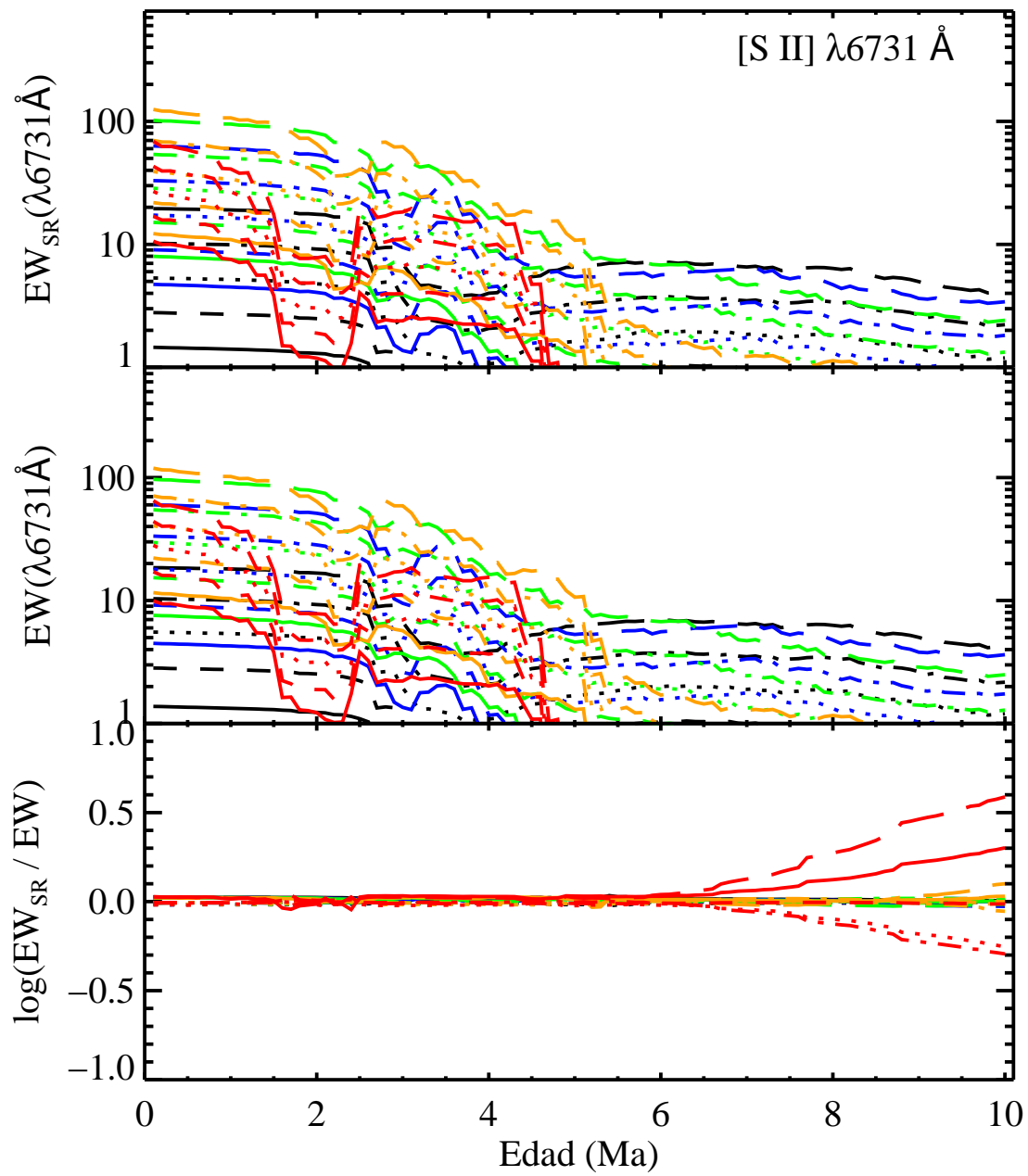
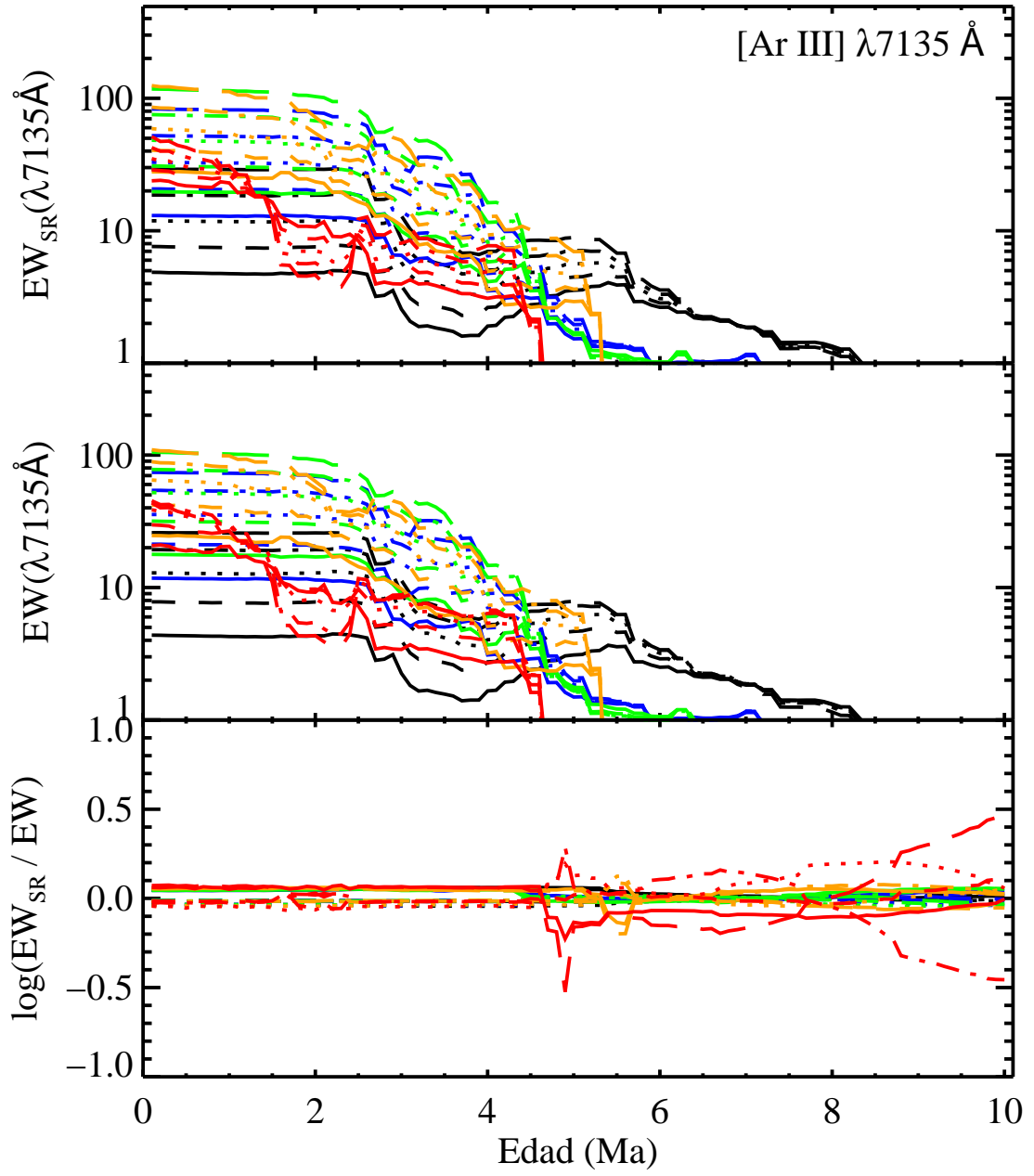
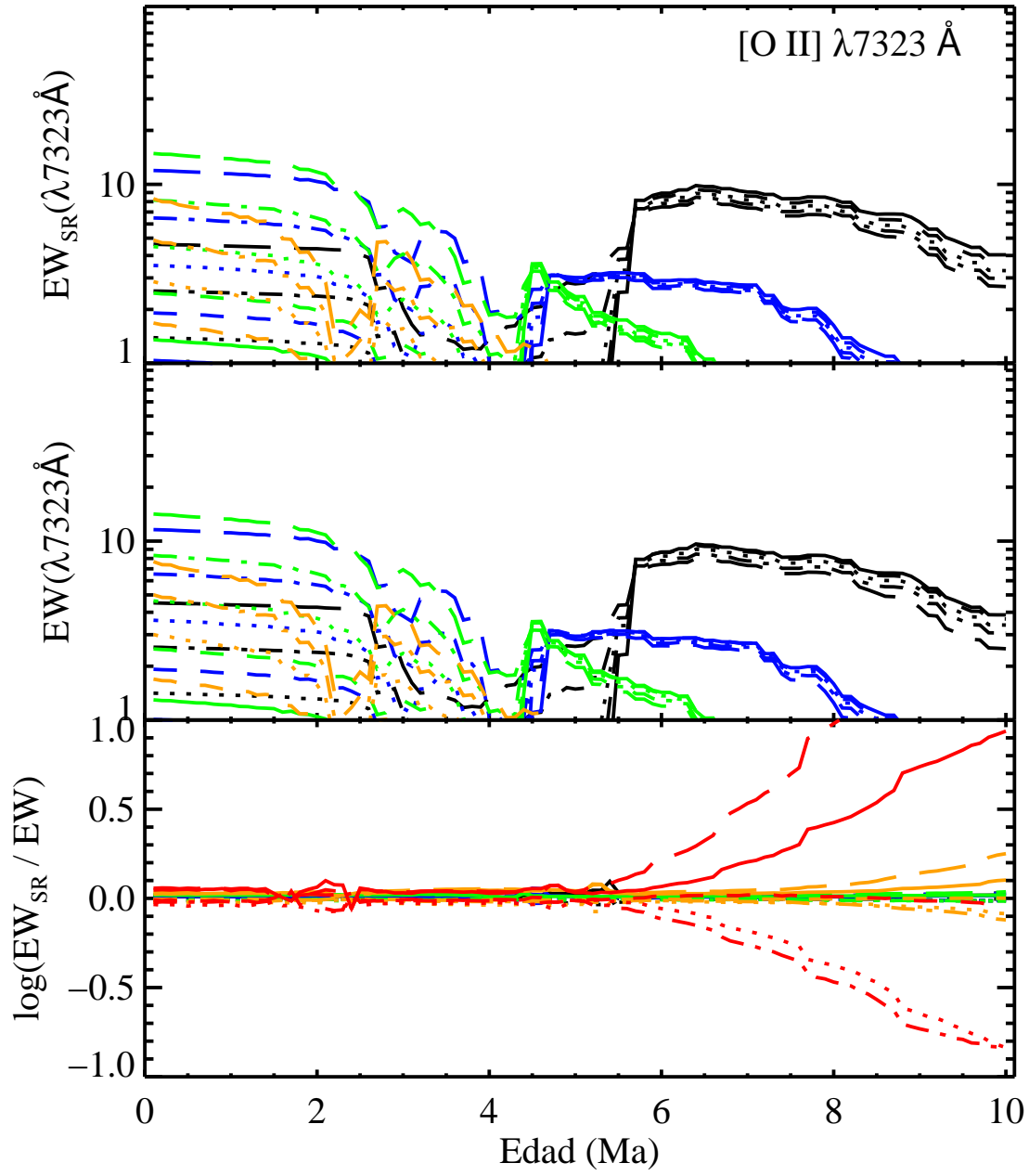


FIGURA C.21: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S II] $\lambda 6731 \text{ \AA}$.


 FIGURA C.22: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [Ar III] $\lambda 7135 \text{ \AA}$.


 FIGURA C.23: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O II] $\lambda 7323 \text{ Å}$.

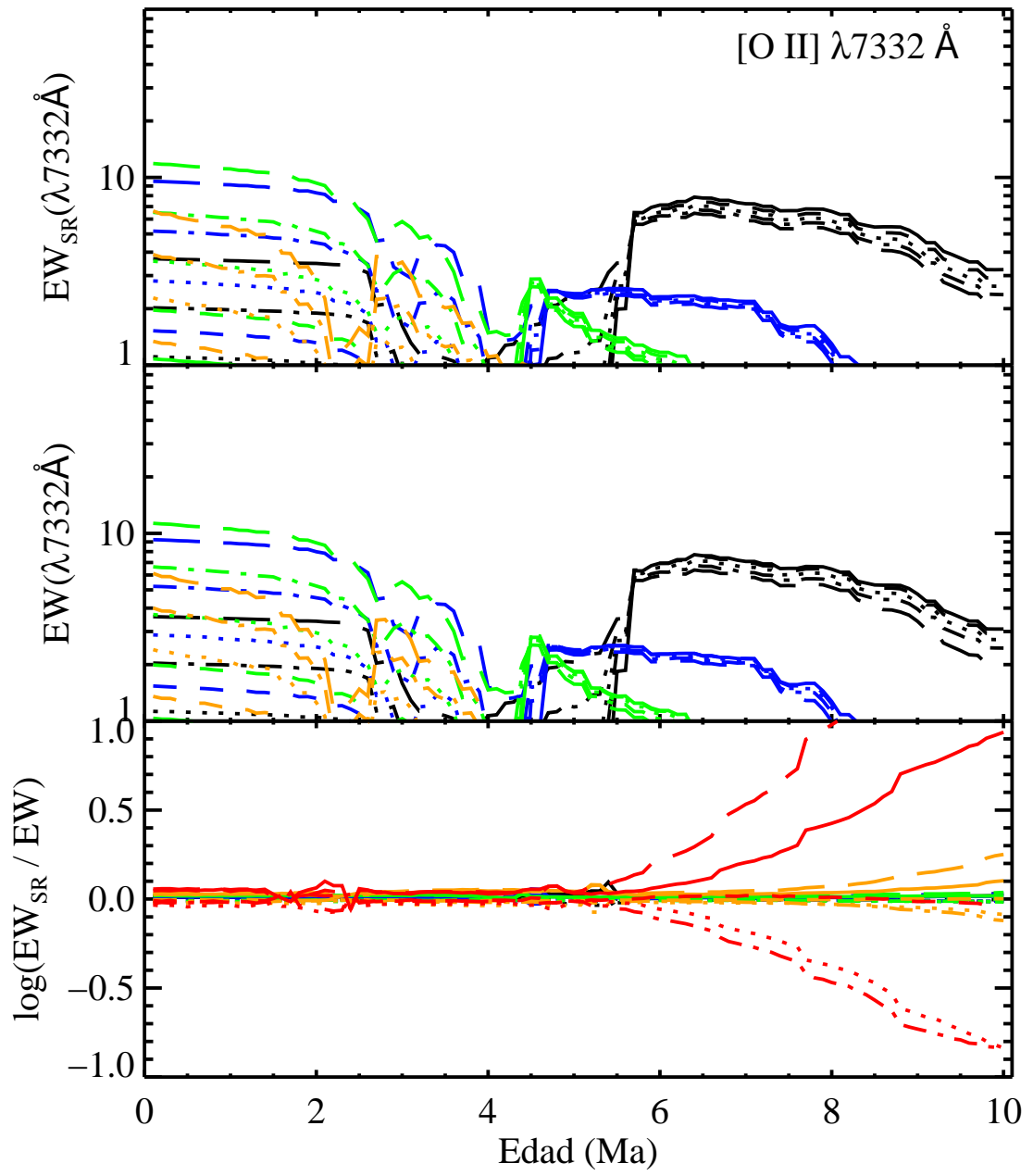


FIGURA C.24: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [O II] $\lambda 7332 \text{ Å}$.

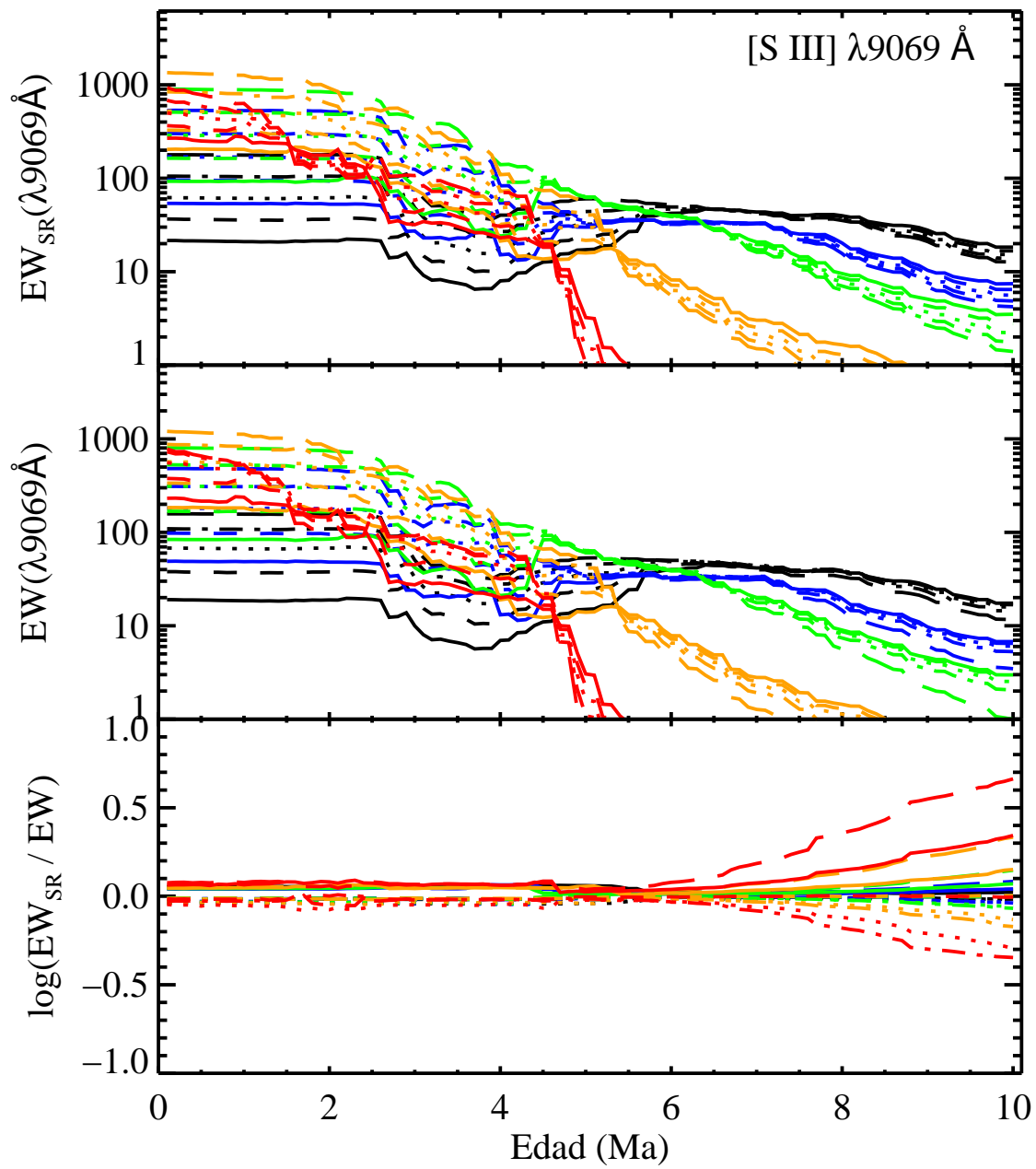


FIGURA C.25: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S III] $\lambda 9069 \text{ Å}$.

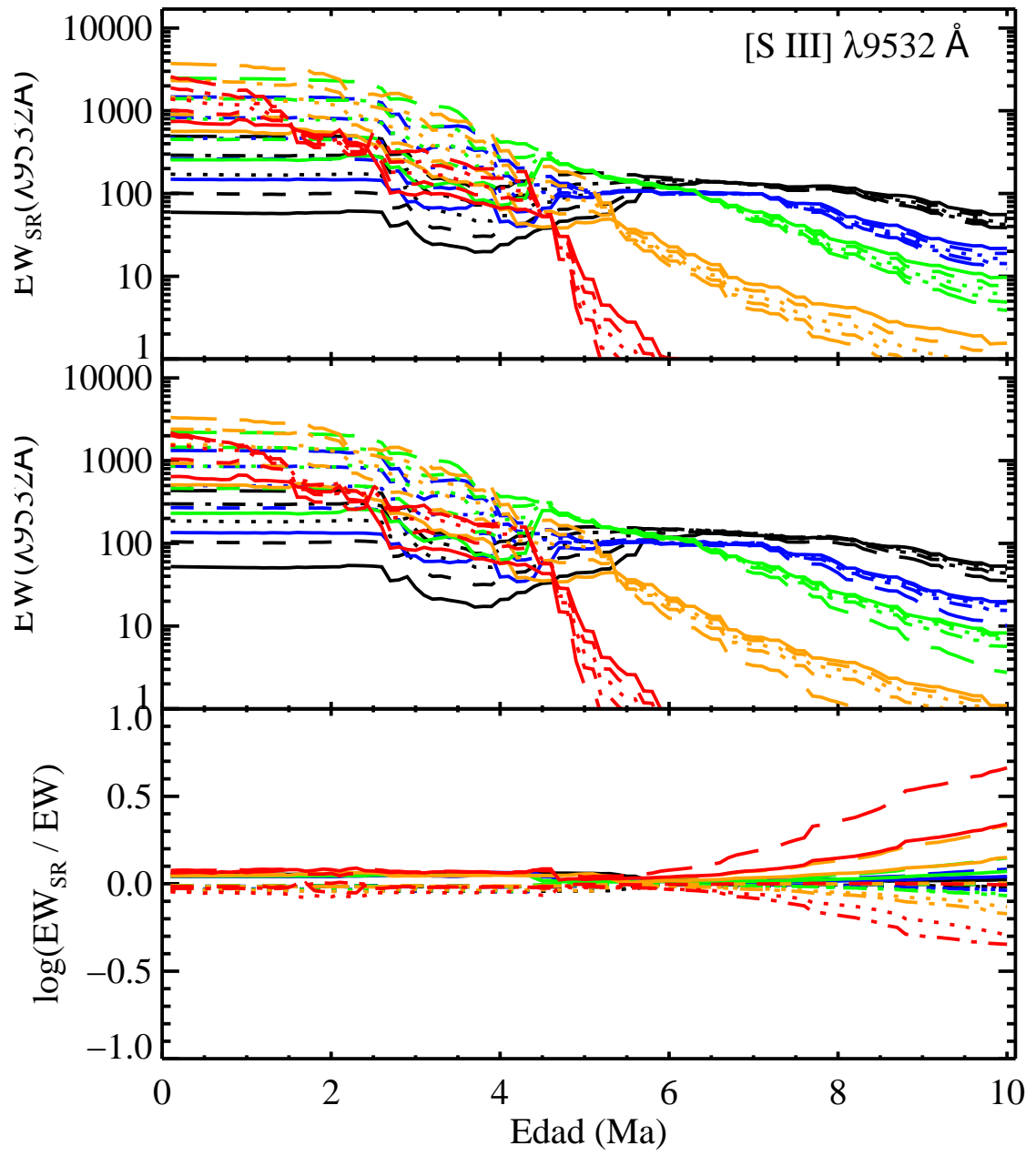
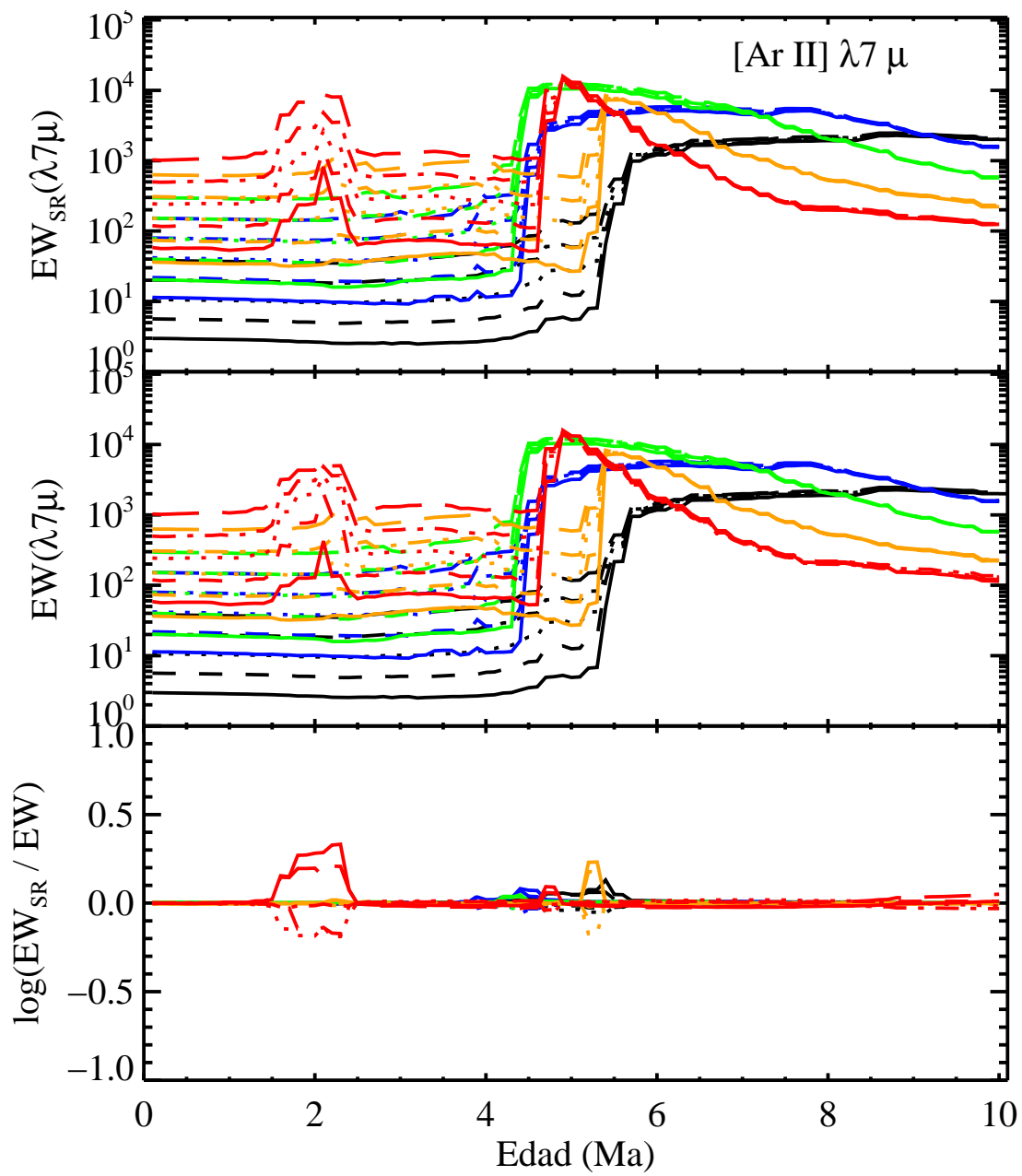
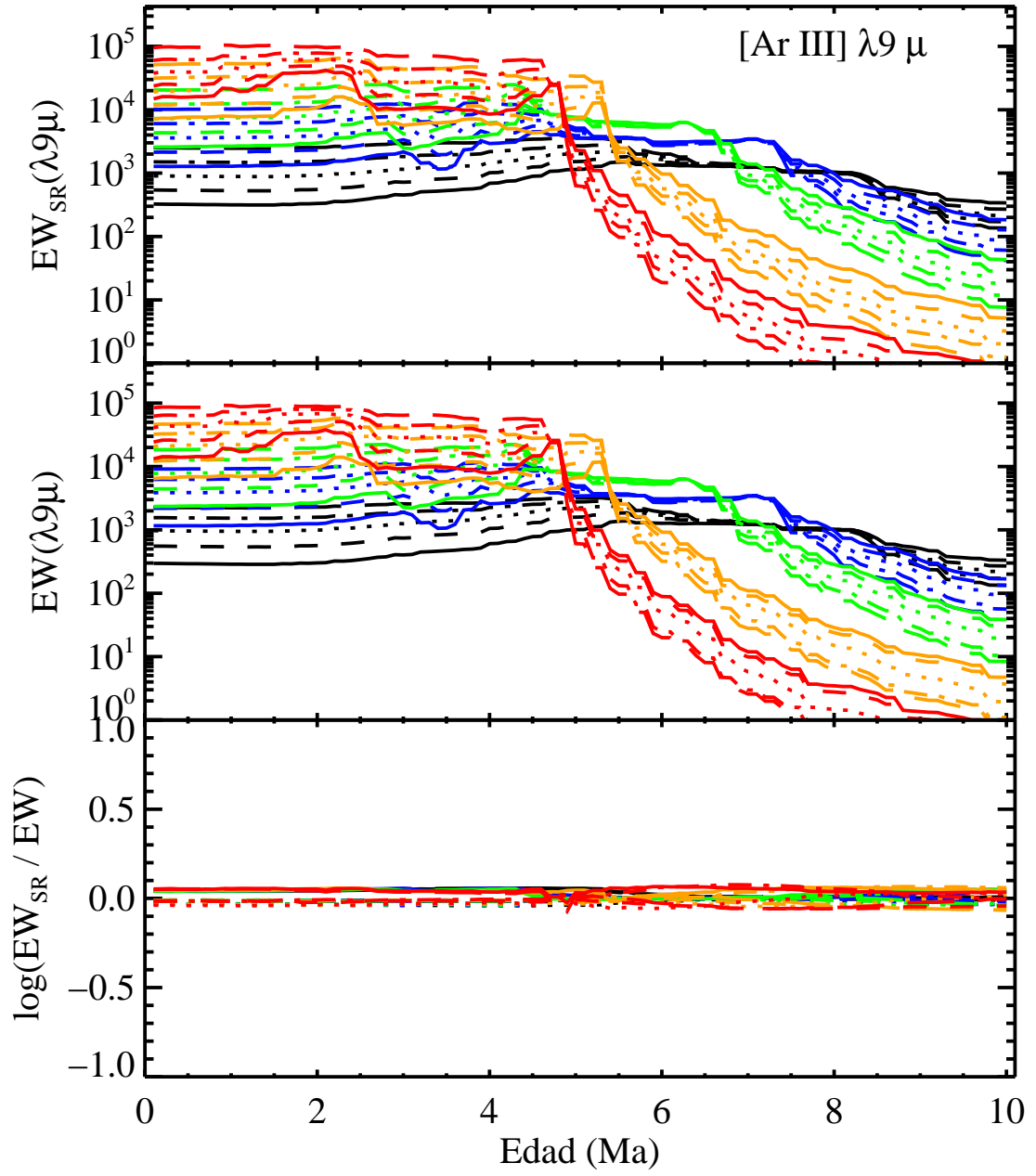
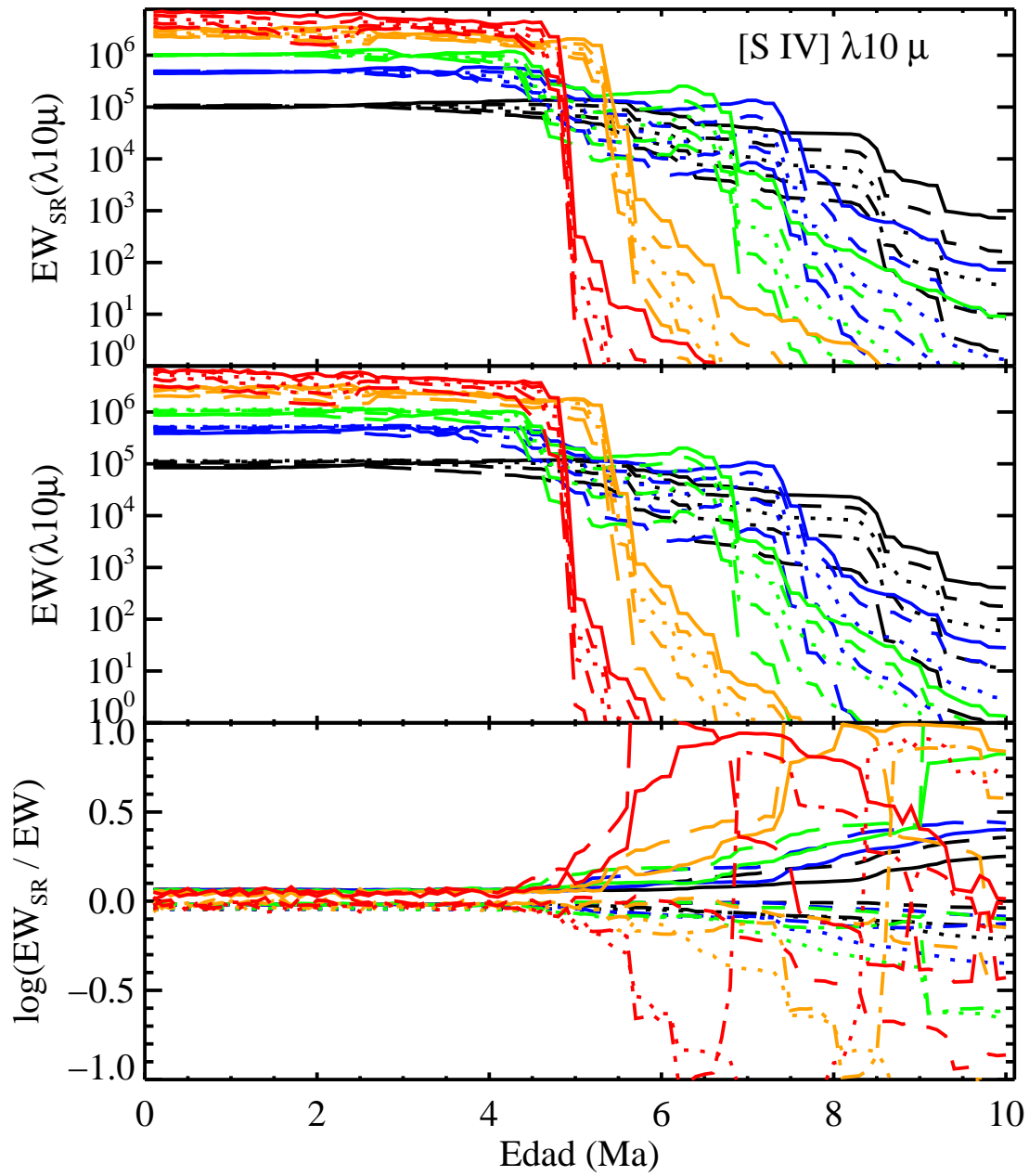
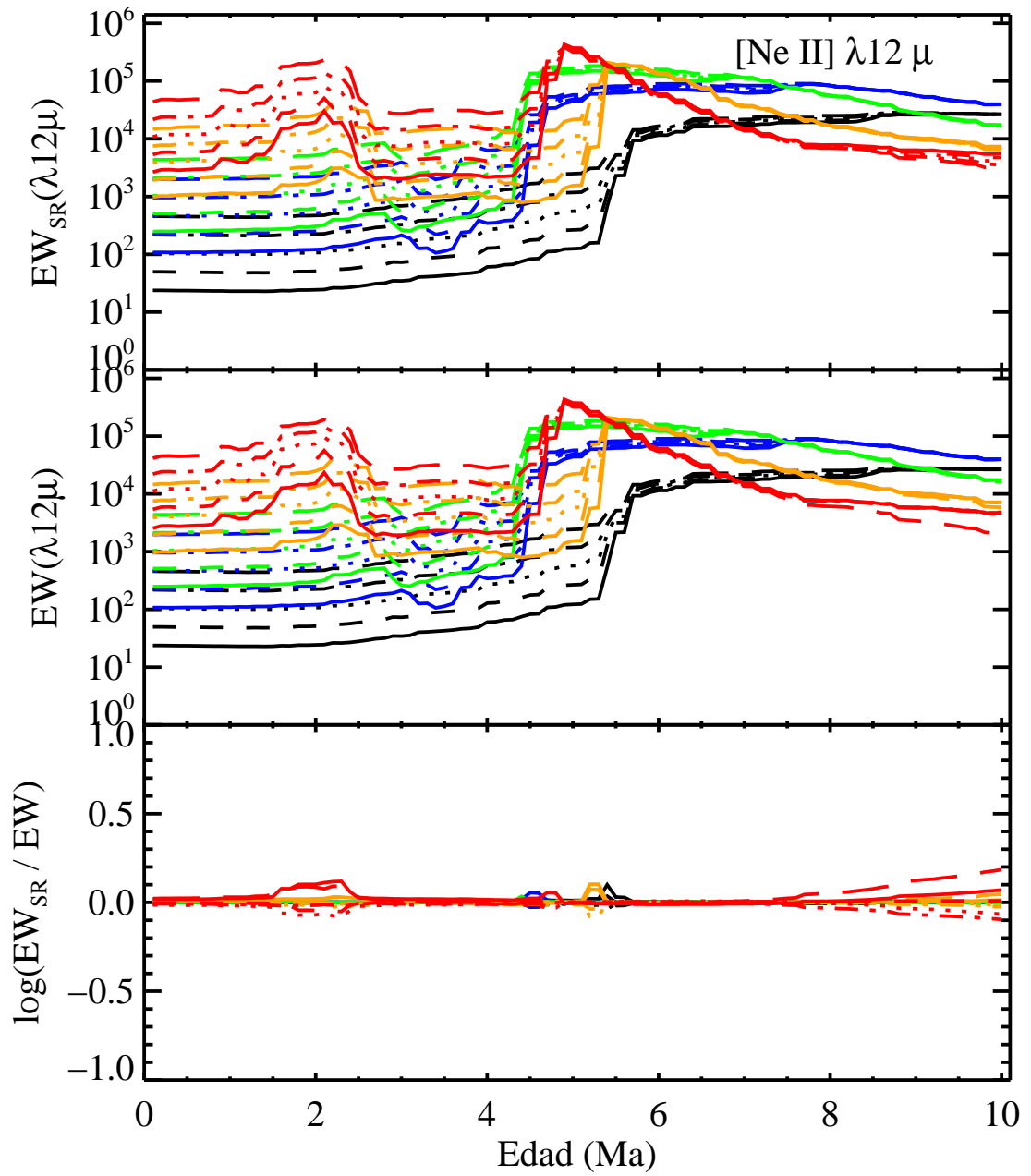


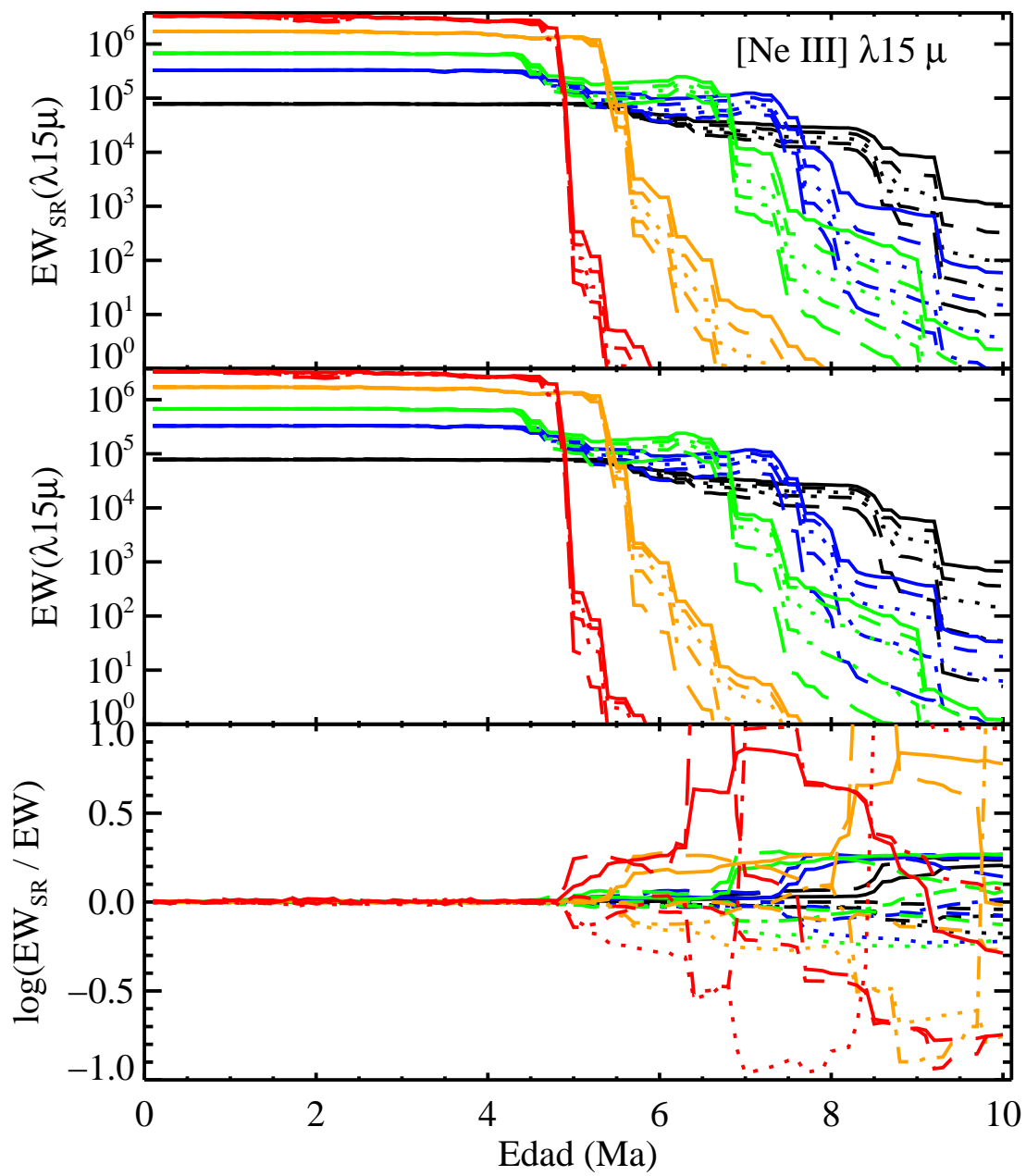
FIGURA C.26: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S III] $\lambda 9532 \text{ Å}$.

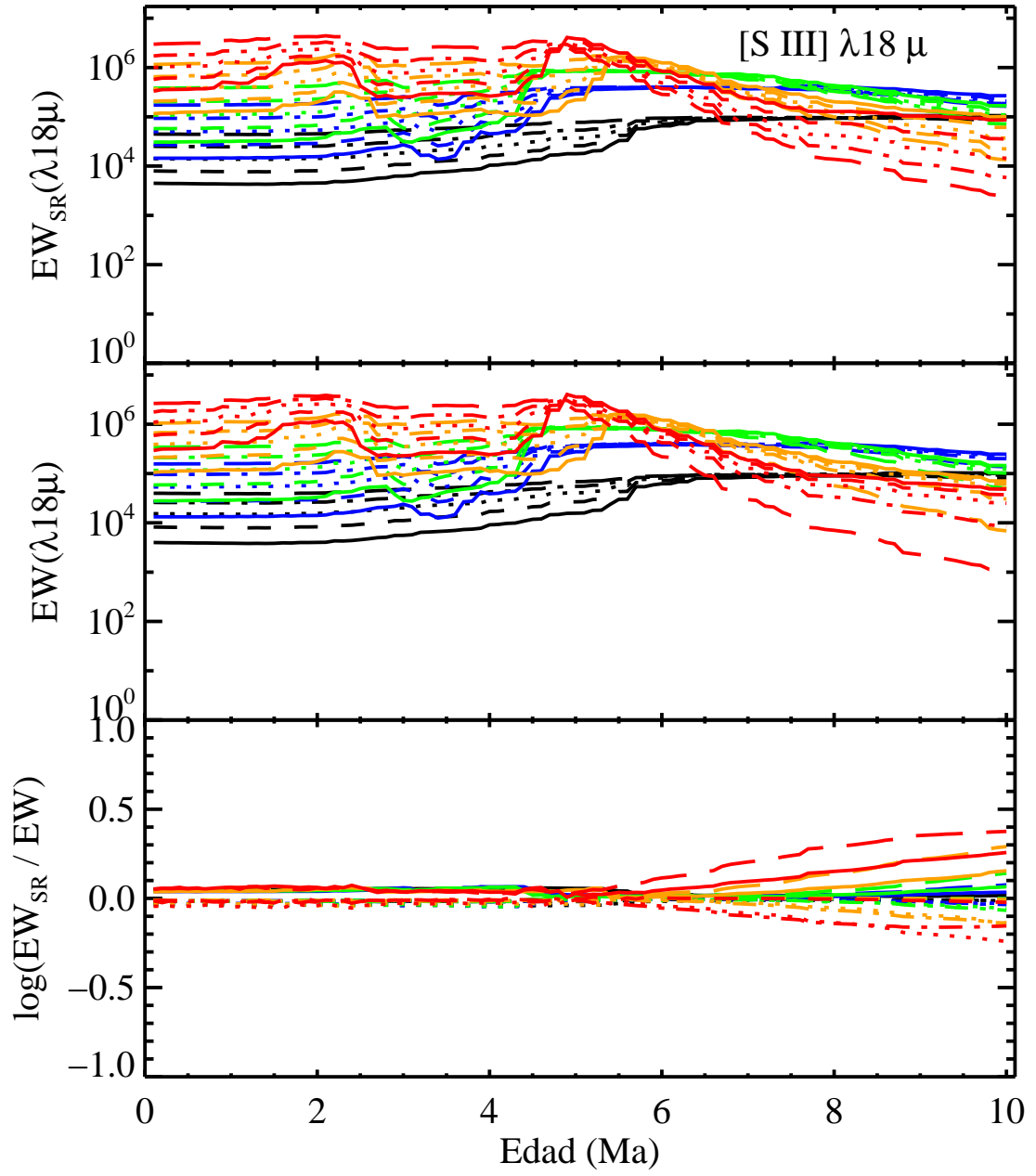

 FIGURA C.27: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[Ar II] \lambda 7 \mu$.


 FIGURA C.28: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[Ar\ III] \lambda\ 9\ \mu$.


 FIGURA C.29: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S IV] $\lambda 10 \mu$.


 FIGURA C.30: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[Ne II] \lambda 12 \mu$.


 FIGURA C.31: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[\text{Ne III}] \lambda 15 \mu$.


 FIGURA C.32: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S III] $\lambda 18\mu$.

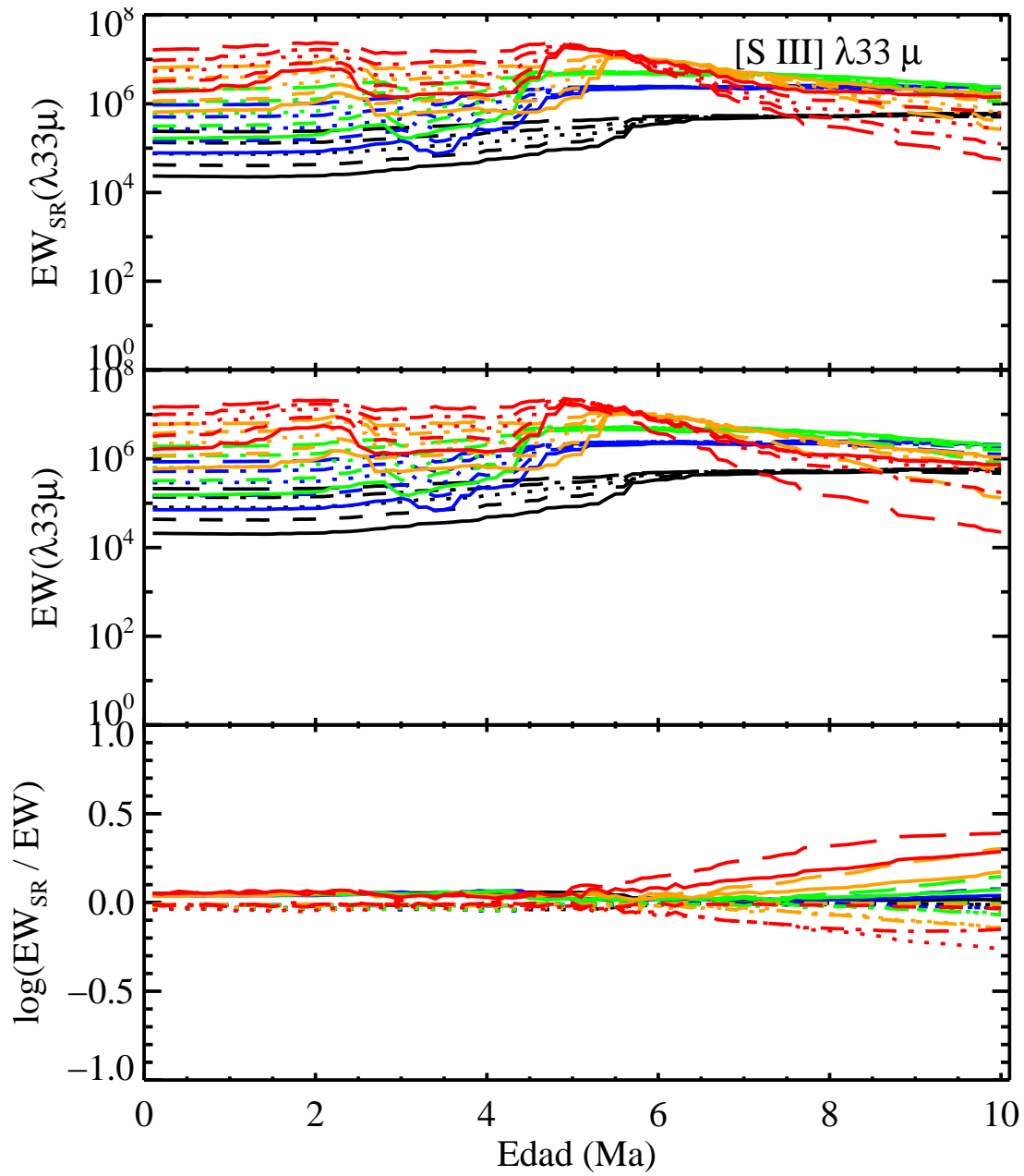


FIGURA C.33: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [S III] $\lambda 33 \mu$.

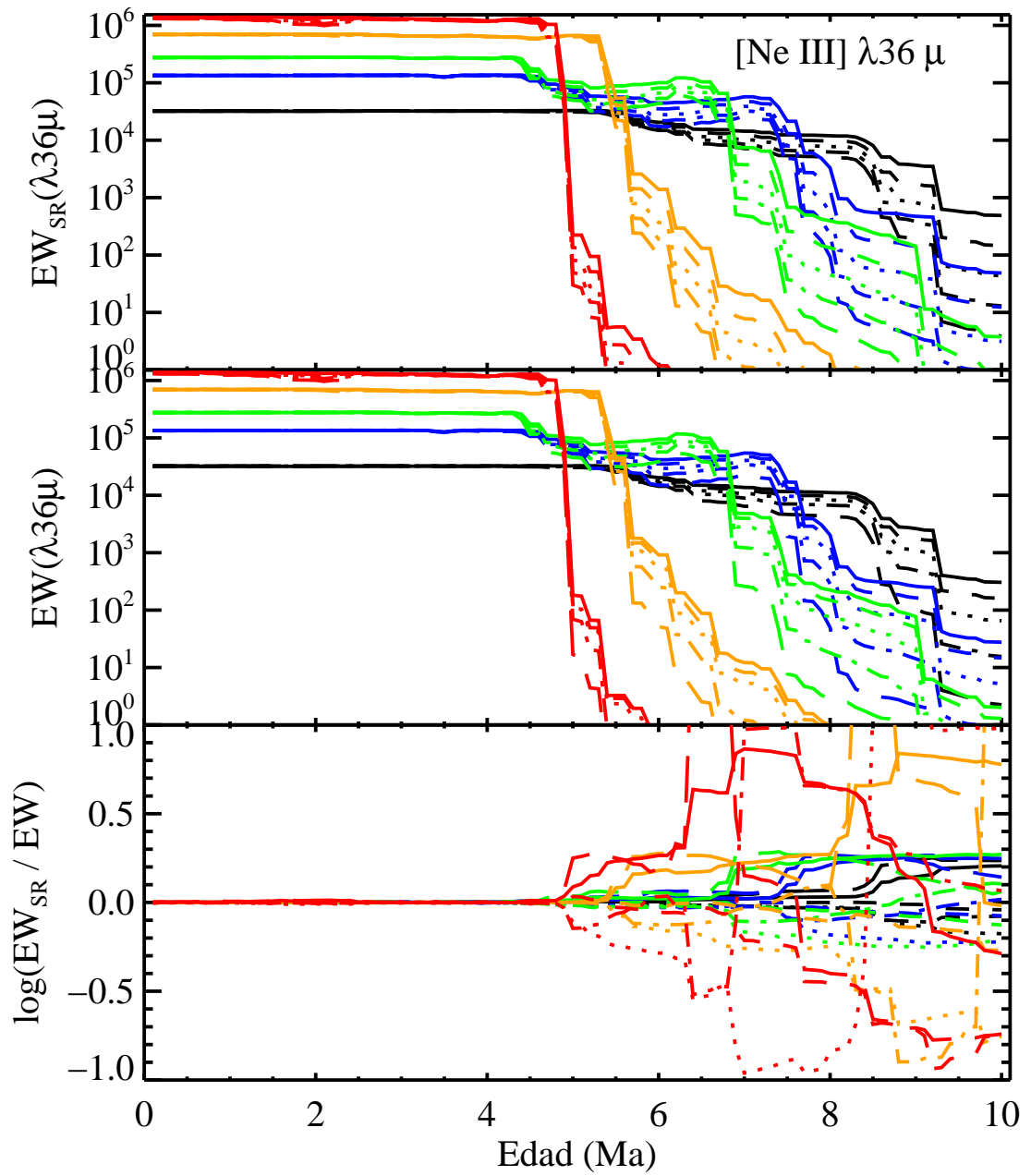
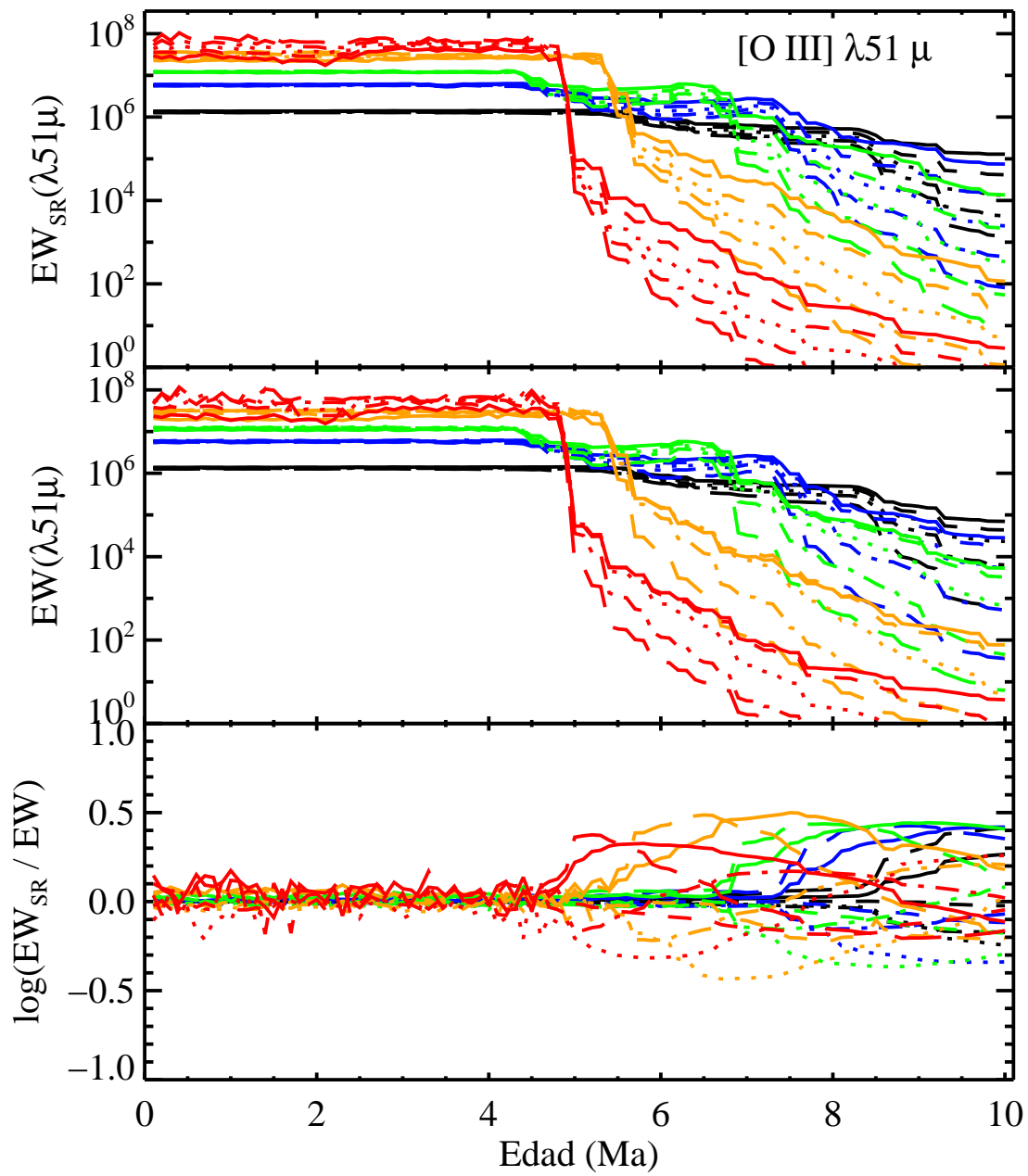
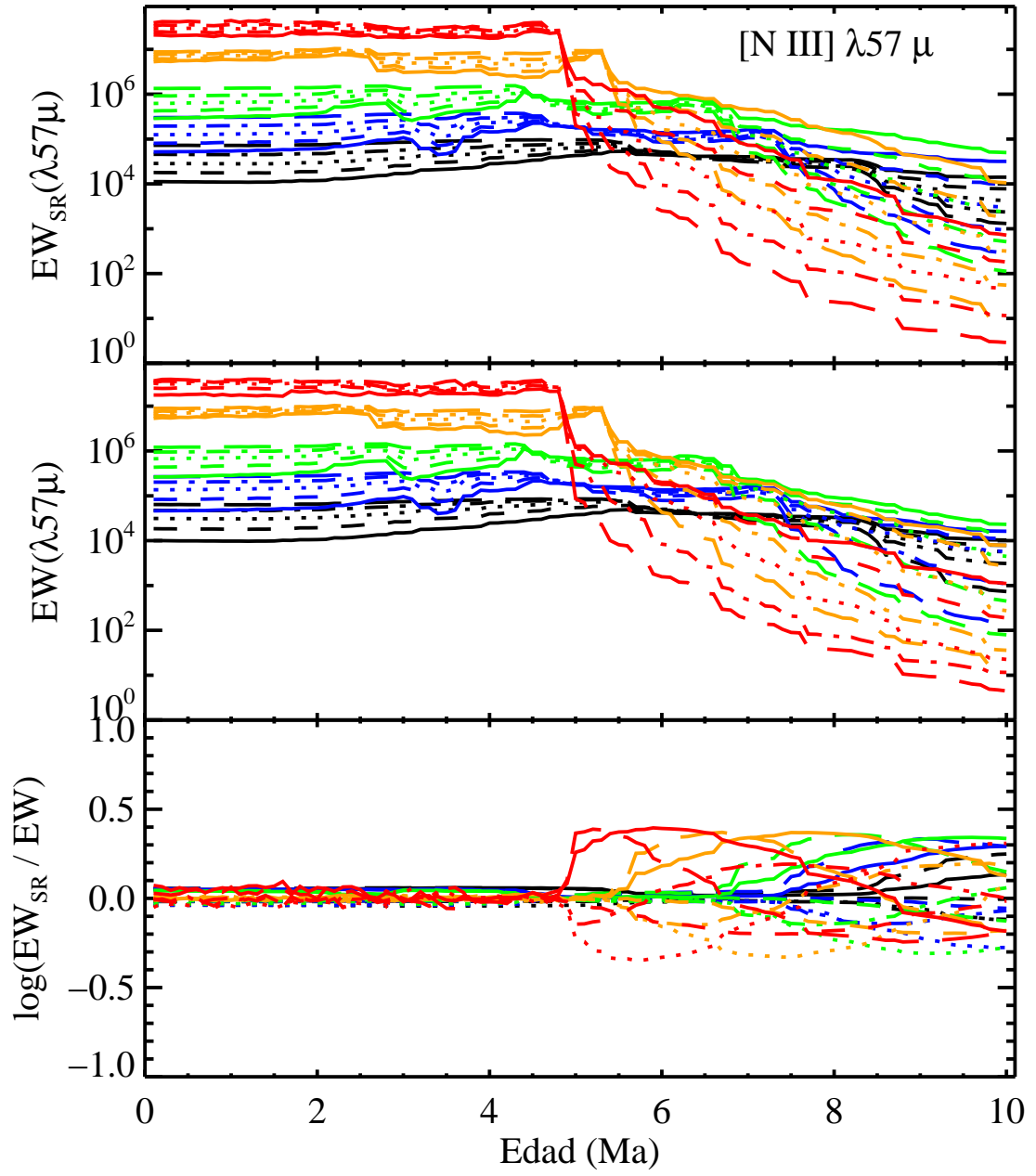
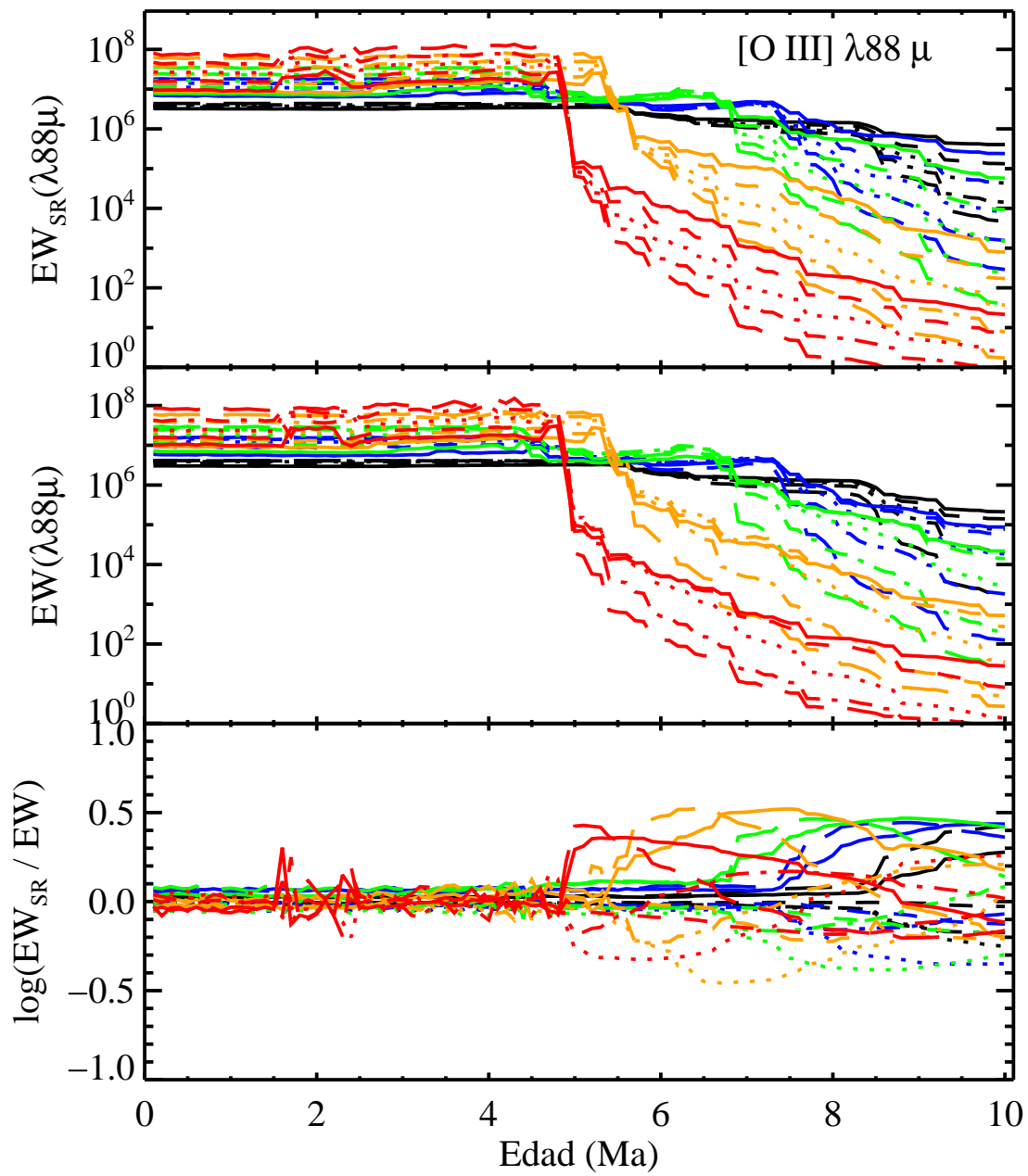
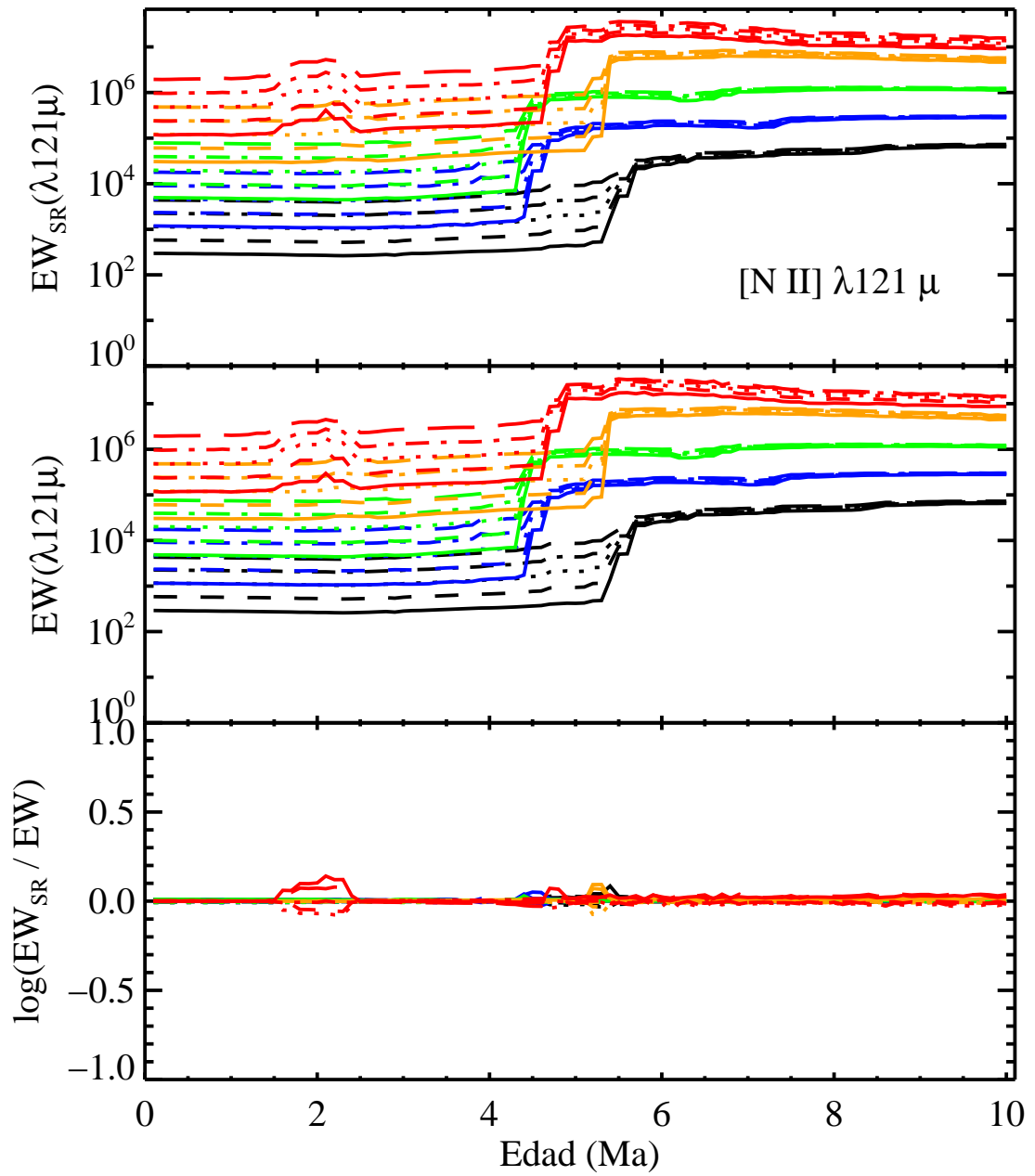


FIGURA C.34: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[\text{Ne III}] \lambda 36 \mu$.


 FIGURA C.35: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[O \text{ III}] \lambda 51 \mu$.


 FIGURA C.36: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para [N III] $\lambda 57 \mu$.


 FIGURA C.37: EW_{SR} , EW y $\log \frac{EW_{SR}}{EW}$ para $[O \text{ III}] \lambda 88 \mu$.


 FIGURA C.38: $[EW_{SR}, EW \text{ y } \log \frac{EW_{SR}}{EW}]$ para $[N \text{ II}] \lambda 121 \mu$.

Bibliografía

- Allende Prieto, C., Lambert, D. L., & Asplund, M. 2001, *ApJ*, 556, L63
- Allende Prieto, C., Lambert, D. L., & Asplund, M. 2002, *ApJ*, 573, L137
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Aragón-Salamanca, A., Alonso-Herrero, A., Gallego, J., et al. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 297, *Star Formation Through Time*, ed. E. Perez, R. M. Gonzalez Delgado, & G. Tenorio-Tagle, 191
- Arp, H. & O'connell, R. W. 1975, *ApJ*, 197, 291
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5
- Barker, S., de Grijs, R., & Cerviño, M. 2008, *A&A*, 484, 711
- Bastian, N., Saglia, R. P., Goudfrooij, P., et al. 2006, *A&A*, 448, 881
- Binette, L., Dopita, M. A., & Tuohy, I. R. 1985, *ApJ*, 297, 476
- Bresolin, F. & Kennicutt, Jr., R. C. 2002, *ApJ*, 572, 838
- Bresolin, F., Kennicutt, Jr., R. C., & Garnett, D. R. 1999, *ApJ*, 510, 104
- Cardamone, C., Schawinski, K., Sarzi, M., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 1191
- Carigi, L. & Hernández, X. 2008, *MNRAS*, 390, 582
- Cerviño, M. & Luridiana, V. 2004, *A&A*, 413, 145
- Cerviño, M. & Luridiana, V. 2006, *A&A*, 451, 475
- Cerviño, M., Luridiana, V., & Castander, F. J. 2000, *A&A*, 360, L5

- Cerviño, M., Luridiana, V., Pérez, E., Vílchez, J. M., & Valls-Gabaud, D. 2003, *A&A*, 407, 177
- Cerviño, M. & Mas-Hesse, J. M. 1994, *A&A*, 284, 749
- Cerviño, M., Mas-Hesse, J. M., & Kunth, D. 2002a, *A&A*, 392, 19
- Cerviño, M. & Mollá, M. 2002, *A&A*, 394, 525
- Cerviño, M. & Valls-Gabaud, D. 2003, *MNRAS*, 338, 481
- Cerviño, M. & Valls-Gabaud, D. 2009, *Ap&SS*, 324, 91
- Cerviño, M., Valls-Gabaud, D., Luridiana, V., & Mas-Hesse, J. M. 2002b, *A&A*, 381, 51
- Charbonnel, C., Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., & Schaerer, D. 1993, *A&AS*, 101, 415
- Charlot, S. & Longhetti, M. 2001, *MNRAS*, 323, 887
- Conti, P. S. 1999, in *IAU Symposium*, Vol. 193, *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, ed. K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger, & P. R. J. Eenens, 507
- Copetti, M. V. F., Pastoriza, M. G., & Dottori, H. A. 1986, *A&A*, 156, 111
- Díaz-Miller, R. I., Franco, J., & Shore, S. N. 1998, *ApJ*, 501, 192
- Dopita, M. A., Fischera, J., Sutherland, R. S., et al. 2006a, *ApJS*, 167, 177
- Dopita, M. A., Fischera, J., Sutherland, R. S., et al. 2006b, *ApJ*, 647, 244
- Dopita, M. A., Kewley, L. J., Heisler, C. A., & Sutherland, R. S. 2000, *ApJ*, 542, 224
- Elmegreen, B. G., Efremov, Y. N., & Larsen, S. 2000, *ApJ*, 535, 748
- Evans, I. N. & Dopita, M. A. 1985, *ApJS*, 58, 125
- Fellhauer, M. & Kroupa, P. 2005, *MNRAS*, 359, 223
- Ferland, G. J. 2003, *ARA&A*, 41, 517
- Ferland, G. J. 2008, *Hazy, A Brief Introduction to Cloudy 08*, ed. G. J. Ferland
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., et al. 1998, *PASP*, 110, 761

- Gallagher, J. S., Hunter, D. A., & Bushouse, H. 1989, *AJ*, 97, 700
- García Vargas, M. L. & Díaz, A. I. 1994, *ApJS*, 91, 553
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Grevesse, N. 1991, in *IAU Symposium*, Vol. 145, *Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection*, ed. G. Michaud & A. V. Tutukov, 63
- Grevesse, N. & Anders, E. 1989, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 183, *Cosmic Abundances of Matter*, ed. C. J. Waddington, 1–8
- Grevesse, N., Lambert, D. L., Sauval, A. J., et al. 1991, *A&A*, 242, 488
- Grevesse, N. & Noels, A. 1993, in *Origin and Evolution of the Elements*, ed. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, & M. Casse, 15–25
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161
- Groves, B. A., Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 2004, *ApJS*, 153, 75
- Ho, L. C. 1997, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 6, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. J. Franco, R. Terlevich, & A. Serrano, 5
- Holweber, H. 2001, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 598, *Joint SOHO/ACE workshop "Solar and Galactic Composition"*, ed. R. F. Wimmer-Schweingruber, 23
- Huchra, J. P. 1977, *ApJ*, 217, 928
- Hunter, D. A. & Massey, P. 1990, *AJ*, 99, 846
- Jamet, L. & Morisset, C. 2008, *A&A*, 482, 209
- Jansen, R. A., Franx, M., & Fabricant, D. 2001, *ApJ*, 551, 825
- Kennicutt, Jr., R. C. 1992, *ApJ*, 388, 310
- Kennicutt, Jr., R. C., Bresolin, F., French, H., & Martin, P. 2000, *ApJ*, 537, 589
- Kennicutt, Jr., R. C. & Garnett, D. R. 1996, *ApJ*, 456, 504

- Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., & Trevena, J. 2001, *ApJ*, 556, 121
- Kewley, L. J., Geller, M. J., & Jansen, R. A. 2004, *AJ*, 127, 2002
- Kobulnicky, H. A. & Phillips, A. C. 2003, *ApJ*, 599, 1031
- Kurucz, R. L. 1991, in *Precision Photometry: Astrophysics of the Galaxy*, ed. A. G. D. Philip, A. R. Upgren, & K. A. Janes, 27
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Leitherer, C. & Heckman, T. M. 1995, *ApJS*, 96, 9
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Levesque, E. M., Kewley, L. J., & Larson, K. L. 2010, *AJ*, 139, 712
- Luridiana, V., Peimbert, A., Peimbert, M., & Cerviño, M. 2003, *ApJ*, 592, 846
- Luridiana, V. & Peimbert, M. 2001, *ApJ*, 553, 633
- Luridiana, V., Peimbert, M., & Leitherer, C. 1999, *ApJ*, 527, 110
- Luridiana, V., Simón-Díaz, S., Cerviño, M., et al. 2009, *ApJ*, 691, 1712
- Maíz Apellániz, J., Walborn, N. R., Morrell, N. I., Niemela, V. S., & Nelan, E. P. 2007, *ApJ*, 660, 1480
- Maraston, C., Bastian, N., Saglia, R. P., et al. 2004, *A&A*, 416, 467
- Mas-Hesse, J. M. & Kunth, D. 1991, *A&AS*, 88, 399
- McCall, M. L., Rybski, P. M., & Shields, G. A. 1985, *ApJS*, 57, 1
- Mouhcine, M., Lewis, I., Jones, B., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 1143
- Moustakas, J., Kennicutt, Jr., R. C., & Tremonti, C. A. 2006, *ApJ*, 642, 775
- Murdin, P. 2001, *Encyclopedia of astronomy and astrophysics*, ed. Murdin, P.
- Oey, M. S. & Clarke, C. J. 1998, *AJ*, 115, 1543
- Olofsson, K. 1989, *A&AS*, 80, 317

- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, ed. Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J.
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S., & Smith, G. 1979, *MNRAS*, 189, 95
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, *ApJ*, 541, 688
- Pilyugin, L. S., Thuan, T. X., & Vílchez, J. M. 2003, *A&A*, 397, 487
- Roger, R. S., McCutcheon, W. H., Purton, C. R., & Dewdney, P. E. 2004, *A&A*, 425, 553
- Rosa-González, D., Terlevich, E., & Terlevich, R. 2002, *MNRAS*, 332, 283
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sargent, W. L. W. & Searle, L. 1970, *ApJ*, 162, L155
- Schaerer, D., Charbonnel, C., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993a, *A&AS*, 102, 339
- Schaerer, D., Contini, T., & Pindao, M. 1999, *A&AS*, 136, 35
- Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, *A&A*, 322, 598
- Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993b, *A&AS*, 98, 523
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Simón-Díaz, S. & Stasińska, G. 2008, *MNRAS*, 389, 1009
- Stasińska, G. 1990, *A&AS*, 83, 501
- Stasińska, G. 2004, in *Cosmochemistry. The melting pot of the elements*, ed. C. Esteban, R. García López, A. Herrero, & F. Sánchez, 115
- Stasińska, G. 2009, What can emission lines tell us? en *The Emission-line Universe*, ed. Cepa, J., 1
- Stasińska, G. & Izotov, Y. 2003, *A&A*, 397, 71
- Stasińska, G. & Leitherer, C. 1996, *ApJS*, 107, 661

- Stasińska, G. & Schaerer, D. 1997, *A&A*, 322, 615
- Stasińska, G., Schaerer, D., & Leitherer, C. 2001, *A&A*, 370, 1
- Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, 88, 253
- Tenorio-Tagle, G., Pérez, E., Muñoz-Tuñón, C., Silich, S., & Palouš, J. 2010, in *IAU Symposium*, Vol. 266, *IAU Symposium*, ed. R. de Grijs & J. R. D. Lépine, 64–68
- van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., O'Donoghue, A. A., & Balonek, T. J. 1998, *AJ*, 116, 2805
- Veilleux, S. & Osterbrock, D. E. 1987, *ApJS*, 63, 295
- Vílchez, J. M. & Esteban, C. 1996, *MNRAS*, 280, 720
- Vílchez, J. M. & Pagel, B. E. J. 1988, *MNRAS*, 231, 257
- Villaverde, M., Cerviño, M., & Luridiana, V. 2009, *Ap&SS*, 324, 367
- Villaverde, M., Cerviño, M., & Luridiana, V. 2010a, *A&A*, 522, A49
- Villaverde, M., Cerviño, M., & Luridiana, V. 2010b, *A&A*, 517, A93
- Villaverde, M., Luridiana, V., & Cerviño, M. 2007, in *IAU Symposium*, Vol. 241, *IAU Symposium*, ed. A. Vazdekis & R. F. Peletier, 527
- Weidner, C. & Kroupa, P. 2004, *MNRAS*, 348, 187
- Weidner, C. & Kroupa, P. 2006, *MNRAS*, 365, 1333
- White, S. D. M. & Audouze, J. 1983, *MNRAS*, 203, 603
- Wilmes, M. & Koeppen, J. 1995, *A&A*, 294, 47
- Zurita, A., Beckman, J. E., Rozas, M., & Ryder, S. 2002, *A&A*, 386, 801